

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

André ROUGE

1^{re} THESE. - "Etude des résonances mésoniques étranges produites
en association avec un nucléon dans les interactions
 K^- nucléon à 3 GeV ."

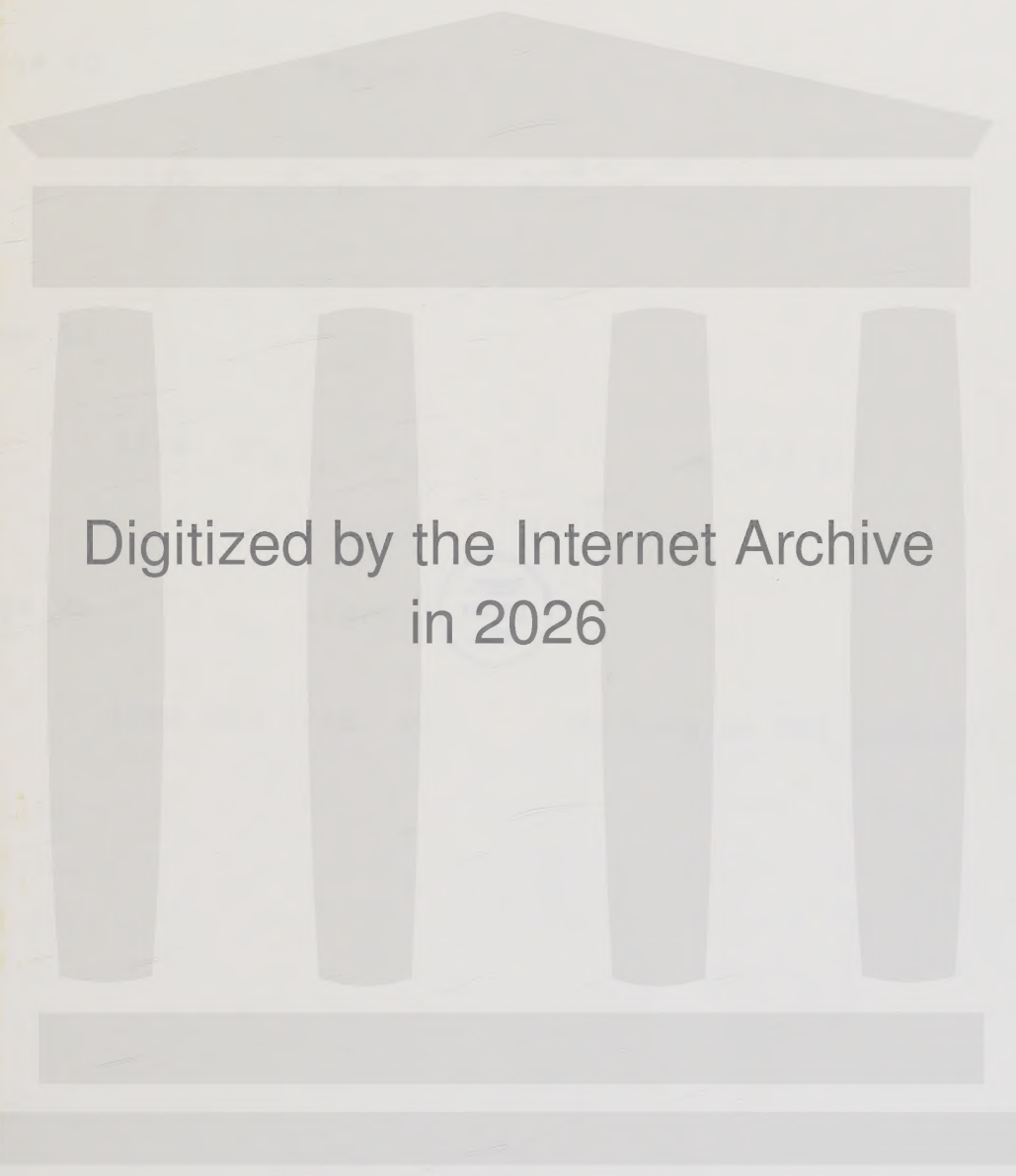
2^e THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 26 Mars 1969 devant la Commission d'examen.

MM. PERRIN
LEPRINCE-RINGUET
PRENTKI
MEYER

Président.

Examineurs.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552212_0003



INTRODUCTION

L'origine de ce travail est une étude du K^*_{1400} dans les collisions K^- proton à 3 GeV que nous présentons en appendice. Pour améliorer cette étude, en augmentant le nombre d'événements utilisés, on a entrepris de mesurer sur le HPD du Collège de France les événements à quatre branches de l'expérience K^- proton. Cette série de mesures avait également pour but de tester le système HPD et de mettre au point certaines modifications des méthodes d'analyse qu'il nécessite. Dans le même temps nous avons participé à l'analyse d'une autre expérience de chambre à bulles sur les collisions K^- deuton à 3 GeV. En utilisant l'ensemble de ces données nous avons repris notre étude pour étudier plus systématiquement les différents mésons K^* .

Une expérience de chambre à bulles commence toujours par le dépouillement et la mesure des photographies; on effectue ensuite le traitement de ces mesures qui doit conduire à la séparation de lots aussi purs que possible d'événements produits par la même réaction. C'est à cette phase des deux expériences qu'est consacrée la première partie de cette étude; nous discutons avec plus de détails l'utilisation des mesures du HPD.

La deuxième partie décrit l'analyse des différentes réactions et les propriétés des mésons K^* . Elle porte essentiellement sur le mécanisme de production du K^*_{890} et les propriétés (nombres quantiques, rapports de branchement) du K^*_{1400} . Nous

avons obtenu aussi quelques indications sur les systèmes $K\pi\pi$ de masse inférieure à 1.4 GeV et l'interaction $K\pi$ dans l'onde S ainsi que des limites supérieures aux sections efficaces de production d'éventuels K^* d'isospin 3/2.

Les laboratoires d'Amsterdam, de l'Ecole Polytechnique et de Saclay ont participé à la première expérience (K^-p). Le laboratoire de Bologne a collaboré avec celui de Saclay à la mesure d'événements à deux branches.

Pour l'expérience K^- deuterium les laboratoires de Bologne et de Rehovot se sont joints à la collaboration.

PREMIERE PARTIE

A - INTRODUCTION

Les données que nous analysons proviennent de deux expériences effectuées auprès du synchrotron du CERN :

La première de 300 000 photographies de la chambre à bulles de 81 cm de Saclay remplie d'hydrogène; la deuxième de 700 000 photographies de la même chambre à bulles remplie de deutérium. Un exposé complet de la méthode expérimentale devrait contenir une étude du synchrotron, de la chambre à bulles, des faisceaux, des systèmes de mesure et des grands programmes d'analyse (THRESH, GRIND, SLICE, SUMX).

Ces programmes, comme ces appareils, ont été abondamment décrits dans différentes thèses ou dans les manuels d'utilisateurs du CERN (références 6, 7, 9, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19) aussi n'exposerons-nous ici qu'un certain nombre de techniques propres à ces deux expériences :

Pour la première qui est maintenant ancienne, nous décrivons les mesures qui ont été effectuées plus récemment sur le HPD du Collège de France et qui ont permis de tester cet appareil et l'ensemble de programmes qu'il nécessite. On peut trouver des détails sur le reste de l'expérience dans les références 13, 15, 16, 18, 20.

Pour la deuxième expérience où nous avons utilisé le deutérium comme cible nous indiquerons, en plus des considérations techniques habituelles sur la séparation des réactions, la façon

dont nous avons traité dans l'analyse celui des deux nucléons du deutérium qui n'interagit pas et les conventions que nous utilisons pour définir l'interaction sur neutron.

Les mésons K^- ont été obtenus par les faisceaux M_2 (réf.3) pour la première expérience et M_5 (réf.7) pour la deuxième. En dehors de l'expérience HPD qui a bénéficié des versions FORTRAN IV des programmes du CERN, nous avons utilisé les versions FORTRAN II de THRESH-GRIND-SLICE (réf. 17).

Donnons pour finir un tableau des réactions que nous étudions avec la topologie des événements correspondants et un ordre de grandeur du nombre d'événements utilisés :

	<u>Réaction</u>	<u>Topologie</u>	<u>Nombre d'événements</u>
<u>Hydrogène</u>	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$	201	1000
	$K^- p \rightarrow K^- p \pi^0$	200	400
	$K^- p \rightarrow K^- n \pi^+$	200	1000
	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$	201	900
	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^+ \pi^-$	201	900
	$K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$	400	2300
<u>Deuterium</u>	$K^- n \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^-$	101, 201	3000
	$K^- n \rightarrow K^- p \pi^-$	300, 400	3800
	$K^- n \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^-$	301, 401	800
	$K^- n \rightarrow K^- n \pi^+ \pi^-$	300, 400	6000

Dans le code représentant la topologie, le premier chiffre désigne le nombre de traces, le dernier le nombre de désintégrations de particules neutres observées. L'interaction sur neutron est en fait une interaction sur deuterium; le proton du deuterium, qui ne participe pas à la réaction, est nommé "proton spectateur" et peut, suivant son impulsion, être observé ou non, ce qui donne deux topologies différentes pour une même réaction sur neutron.

B - L'EXPERIENCE HPD

Une partie des événements de type "quatre branches" de l'expérience K^- proton a été mesurée par le système HPD. Cette expérience, la première mesurée sur le HPD du Collège de France, était conçue comme un test de l'ensemble de ce système. Ce fut un test sévère, en raison principalement de la mauvaise qualité des marques (marques Brenner) de positionnement des photos, de la pâleur d'une des vues et du petit nombre d'événements mesurés sur chaque film.

Le bilan de la première série de mesures a été présenté à la conférence de Munich (réf.1). Le nombre important de rejets était dû essentiellement à de mauvais positionnements du film, les performances du programme FILTRE étant déjà bonnes (réf.1). Lors des remesures, la présence d'un système de "visualisation" a permis d'éliminer la plus grande partie de ces erreurs. Entre les premières mesures effectuées en Juillet 1966 et les remesures en Août 1967, le système HPD du Collège de France a été profondément modifié (réf. 2-4) dans ce qui suit nous décrivons le

système actuel.

La figure 1 schématise le déroulement d'une expérience HPD, on peut le décomposer en trois parties : La prémesure et son traitement, la mesure HPD et le programme FILTRE, les programmes classiques de reconstruction géométrique et cinématique et le choix des hypothèses physiques.

1) La prémesure

La prémesure permet, par la donnée de deux marques fiducielles et de trois points par trace, de faciliter le travail du programme FILTRE et de diminuer la quantité d'information transportée sur bande magnétique entre le HPD et le calculateur. Elle a été effectuée par des appareils du type "bidule à fil" mesurant en coordonnées bipolaires sur la table de projection. La précision des appareils utilisés pour notre expérience était d'environ 5/10 mm sur la table (50 μ sur le film). Les résultats des prémesures sortent sur cartes perforées, et sont traités par deux programmes :

Le programme de test quotidien MISTY effectue le passage de coordonnées bipolaires en coordonnées cartésiennes, vérifie la qualité des prémesures et définit des listes de remesures.

Le programme MIST prépare la bande magnétique qui guide la mesure sur le HPD. Il détermine le nombre et la position des balayages nécessaires pour mesurer toutes les traces dans les meilleures conditions; pour chacun de ces balayages il définit ensuite le masque qui permettra de rejeter les digitisations inutiles. La photographie est divisée pour cela en carreaux de 1,5 mm sur 2 mm et on élimine les carreaux qui sont éloignés

de toute trace de plus d'une certaine tolérance (0,8 mm en X et 0,5 mm en Y).

2) La mesure HPD et le programme FILTRE

Le principe du HPD a été souvent décrit (2-5) : Un pin-
ceau lumineux, défini par l'intersection d'une fente fixe et d'u-
ne fente mobile portée par un disque tournant à grande vitesse
(1500 t/min) est divisé pour balayer simultanément le film et un
réseau de référence qui donne la position du spot lors de la ren-
contre d'une trace (coordonnée W). Le film est déplacé devant la
ligne de balayage et ce déplacement est codé par des réseaux Fer-
ranti (coordonnées X ou Y). Le balayage peut se faire suivant
deux directions orthogonales (balayage normal et balayage anormal).

La mesure sur le HPD est contrôlée par un programme qui
s'exécute sur le CDC 160A : Après la lecture, sur la bande MIST,
des données de la prémesure et des masques, le programme envoie
au transport de film l'ordre d'avancer jusqu'à la photo à mesurer.
Une fois la photo mise en place le programme commence la mesure.
La comparaison des digitisations avec le masque est effectuée é-
lectroniquement; les coordonnées conservées sont envoyées, par
l'intermédiaire d'une mémoire tampon dans la 160 A qui les écrit
sur bande magnétique. L'image de la photographie et celle de la
partie couverte par le masque apparaissent sur deux oscillosco-
pes ce qui permet à l'opérateur de contrôler la mesure. Les trois
bandes (une par vue) écrites par le 160A servent d'entrée au pro-
gramme FILTRE. Ce programme est décrit dans les références 2 et 3.
Il traite les digitisations vue par vue et, avec l'aide des don-
nées de la prémesure, reconstitue les croix puis les traces. Les

coordonnées des sommets sont calculées par l'intersection des traces. Le programme donne aussi, pour chaque trace, une information d'ionisation; nous en reparlerons plus bas. Les résultats du programme FILTRE sont écrits sur deux bandes magnétiques : la première contient les données nécessaires au programme de géométrie, l'autre est un résumé des événements traités qui est utilisé par le programme SUMH (fig. 4-5).

3) Les programmes d'analyse et la séparation des hypothèses.

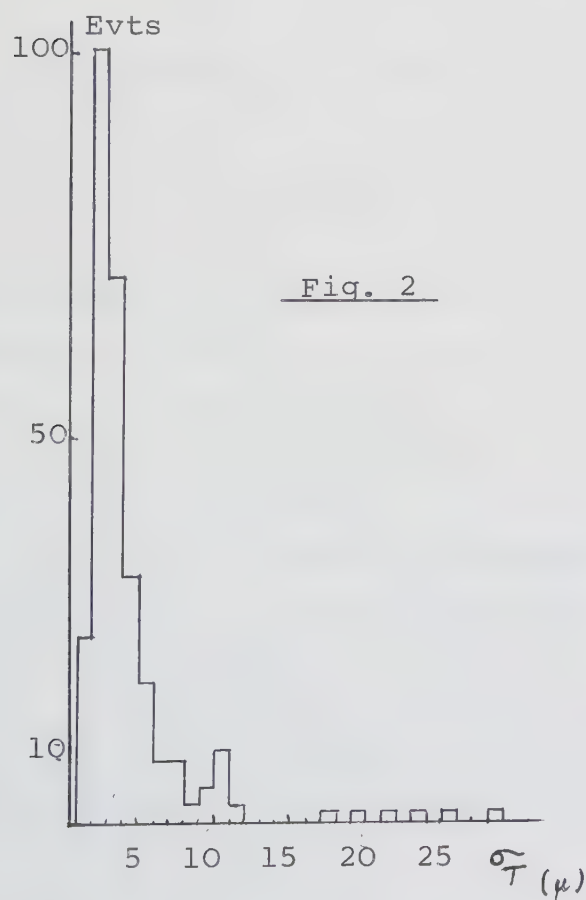
Nous avons utilisé des versions plus ou moins modifiées des programmes THRESH et GRIND. Ces programmes sont bien connus, les modifications que nous leur avons apportées sont de deux sortes : les premières sont purement techniques et ont pour but la diminution du temps de traitement et le transport d'informations supplémentaires, les secondes concernent plus directement le traitement des événements. Nous allons décrire brièvement celles qui affectent le programme de géométrie; celles qui concernent la cinématique seront discutées plus bas.

Le programme FILTRE peut avoir été amené, à la suite de difficultés, à abandonner une partie de la trace sur une des vues, les points résumés, dans ce cas, ne sont pas répartis régulièrement sur la trace; ceci peut être gênant au moment de la première approximation dans le programme de géométrie.

Nous disposons de deux méthodes pour faire cette première approximation : la première est la méthode classique de THRESH qui consiste à chercher l'intersection de lignes passant par les caméras et les points mesurés sur deux vues au moyen d'une extra-

polation linéaire, la deuxième due à P.Rivet, calcule le plan osculateur au début de la trace et cherche ensuite ses intersections avec les rayons passant par les points mesurés. Notre programme essaie ces deux méthodes et peut, en cas d'échec, rejeter le sommet donné par FILTRE. Il choisit la première méthode qui donne un résultat satisfaisant, la qualité du résultat étant jugée par la distance des points mesurés aux projections de l'hélice ajustée. Par ailleurs nous avons utilisé systématiquement la reconstitution du sommet à partir des traces reconstituées dans l'espace.

Pour juger de la qualité des résultats nous pouvons considérer l'histogramme des distances des points aux projections de l'hélice reconstituée (moyenne sur les 3 vues) (Fig.2).



Il se compose d'un pic centré à environ 3μ et d'une partie plus étalée qui correspond aux traces lentes qui perdent de l'énergie et sont mal représentées par une hélice. C'est cette dispersion qui intervient dans les formules d'erreurs du programme de cinématique. Elle est en fait composée de plusieurs termes (réf.6): diffusion multiple, dispersion des bulles dans la chambre, précision de pointé, précision de mesure des croix. Nous allons essayer d'évaluer ces différentes contributions.

Avant de commencer la reconstitution géométrique d'un événement, le programme THRESH ajuste, par moindre carré, les paramètres de la transformation linéaire qui fait coïncider les mesures des six croix de référence avec leurs positions théoriques. La figure 3 montre l'écart, après cette transformation, entre la mesure ajustée d'une croix et sa position théorique pour deux lots différents de films. On voit que, pour un même film, ou quelques films consécutifs, la dispersion de la mesure de la croix est d'environ 2μ . Entre deux films différents on peut trouver un effet systématique de l'ordre de 15μ . Cet effet peut être dû aux conditions de développement des films ou à un déplacement des caméras (réf.6). Il rend difficile la recherche des croix lorsque l'on ne mesure qu'un petit nombre d'événements sur chaque film.

La figure 4, est un histogramme de la distance des digitisations au centre de la trace. L'erreur statistique sur un point résumé sera proportionnelle à sa dispersion et inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de digitisations du tronçon correspondant. Cette erreur dépend en fait de l'azimuth de la trace (fig.5) et de son ionisation. Il est par ailleurs difficile d'évaluer la fraction de l'information fournie par les digitisations qui est transmise par les points résumés. De toute façon les effets principaux seront, là aussi, des effets systématiques (bruit de fond par exemple) et il est certain que pour la grande majorité des traces les termes d'erreur de pointé n'ont que peu d'importance dans la matrice d'erreur.

Pour tenir compte de ceci nous avons utilisé les formules d'erreurs classiques (réf.6) en y réduisant l'erreur de pointé

(divisée par 3).

Pour faire le choix définitif des hypothèses tous les événements ont été regardés sur un projecteur. Nous n'avons pas utilisé la mesure d'ionisation donnée par le programme FILTRE mais, pour tous les événements, nous l'avons comparée à l'ionisation observée. L'ionisation en balayage anormal n'a pas de normalisation ce qui rend difficile son utilisation. En balayage normal les résultats sont très positifs: Nous avons porté sur la figure 6 le rapport des ionisations mesurées des deux traces positives (supérieur à 1 par convention) pour des réactions $K^-p \rightarrow p \pi^+ K^- \pi^-$ en fonction du rapport théorique dans la bonne et la mauvaise hypothèse ($p \pi^+$ et π^+p). On voit que la mesure aurait permis de séparer le π^+ du p d'une manière très sûre.

C - L'INTERACTION SUR NEUTRON

Pour extraire de l'étude des réactions sur deuterium des informations sur l'interaction K^- neutron il faut faire un certain nombre d'hypothèses sur le mécanisme de la réaction globale et sur la structure du deuterium.

Les hypothèses que l'on fait habituellement sous le nom d'"impulse approximation" sont les suivantes (réf.10).

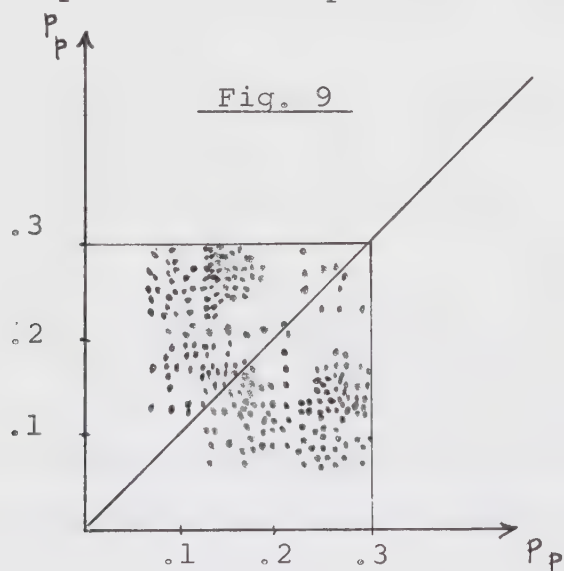
1) Le volume d'interaction est petit par rapport à celui du deuton ce qui permet d'admettre que les deux nucléons réagissent indépendamment.

2) Le temps de collision est beaucoup plus faible que la période du deuterium. Celui-ci garde donc le même état pendant la

durée de l'interaction et l'impulsion emportée par le nucléon qui n'interagit pas ("nucléon spectateur") est déterminée par la fonction d'onde du deuton.

La comparaison des distributions expérimentales de l'impulsion du nucléon spectateur (fig. 7) avec la distribution théorique de Hulthén (11) justifie cette approximation. (Il existe cependant, dans les réactions qui donnent un proton et un neutron une interaction pn importante dans l'état final conduisant à la reformation de deuterium (fig. 8).)

Nous avons admis que, dans toute réaction où l'on observe un nucléon d'impulsion inférieure à 300 MeV, ce nucléon n'avait pas participé à la réaction. Dans les réactions où l'on trouve dans l'état final, deux nucléons de faible impulsion nous avons tranché l'ambiguïté en prenant comme nucléon spectateur celui qui a la plus faible impulsion. La figure 9 est un détail du diagram-



me symétrisé des impulsions des deux protons pour un lot total de 1674 événements



(les deux protons étant mesurés). On voit que le pourcentage d'événements, où la détermination du spectateur est ambiguë, est très faible.

Pour les réactions dont l'état final contient un proton et un neutron, le problème le plus important est d'éliminer les réactions où l'on a en fait produit un deuton. Nous verrons dans le

chapitre suivant que cette séparation est assez facile.

Une fois choisi, le nucléon spectateur, nous pouvons définir le système du centre de masse de la réaction sur neutron comme le système où la somme des impulsions des particules sortantes (spectateur exclu) est nulle. C'est cette définition que nous avons utilisée pour les calculs de distributions angulaires. On voit donc que l'énergie disponible dans le centre de masse est variable; pour établir les courbes d'"espace des phases" nous avons introduit dans notre programme de calcul une pondération par la distribution expérimentale de l'énergie.

Pour calculer les sections efficaces sur neutron, nous devons tenir compte de l'effet d'écran du proton. Pour les sections efficaces totales, Glauber (réf. 8) a établi la relation :

$$\sigma_d = \sigma_n + \sigma_p - \frac{1}{4\pi} \sigma_n \cdot \sigma_p \left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d$$

où $\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle_d$ est la valeur moyenne du carré de l'inverse de la distance des deux nucléons dans le deuterium.

En l'absence d'une théorie complète pour les sections efficaces partielles nous avons utilisé systématiquement un facteur correctif de 1.05. La normalisation des sections efficaces est faite à partir des désintégrations de type π du K^- .

D - L'ORGANISATION DE L'EXPERIENCE K^- DEUTERIUM.

Le laboratoire de l'Ecole Polytechnique a mesuré environ 36 000 événements de toutes les topologies. L'organisation de ces mesures et de leur traitement est décrite sur la figure 10. Nous

avons utilisé des appareils et des programmes classiques, c'est pourquoi nous nous bornerons ici à décrire les modifications propres à cette expérience.

Les mesures et les programmes de reconstruction.

Les listes d'événements à mesurer ont été obtenues par comparaison de deux dépouillements indépendants des photographies. Perforés sur cartes, les résultats de ces dépouillements ont permis d'établir, par programme, une comptabilité des événements de l'expérience.

Les mesures ont été effectuées sur les appareils IEP de l'Ecole Polytechnique. La cohérence des mesures était vérifiée vue par vue par le programme FOIN après lequel les photographies étaient, le cas échéant, remesurées. Nous avons abandonné les événements qui, après trois essais, restaient mal mesurés.

Des programmes de correction nous ont permis de récupérer un certain nombre d'événements pour lesquels la reconstruction géométrique avait échoué.

L'étude des réactions sur deuterium nécessite, au moment de la reconstruction cinématique (programme GRIND) un traitement particulier pour les "protons spectateurs" dont le parcours n'est pas assez long pour être détecté.

Les laboratoires d'Amsterdam et de Bologne ont utilisé pour ces traces un système d'ajustement cinématique prenant P_x , P_y et P_z comme variables (valeurs initiales 0, 0, 0). Les autres laboratoires de la collaboration ont gardé la procédure normale qui utilise les variables $1/p$, λ , φ en imposant comme valeurs i-

nitiales $p = 45 \text{ MeV}$, $\lambda = \varphi = 0$.

Le dépouillement des mesures et la séparation des hypothèses.

L'analyse cinématique n'est généralement pas suffisante pour décider de la nature d'une interaction et l'on a besoin d'une information supplémentaire, ionisation des traces en général. C'est pourquoi, après l'analyse cinématique par programme, tous les événements ont été examinés sur une table de projection. Lorsqu'une ambiguïté subsistait, nous avons conservé les deux hypothèses possibles. L'étude statistique de l'ensemble des réactions a permis par la suite de connaître la pureté des lots d'événements ainsi constitués et, dans de nombreux cas, d'éliminer une des hypothèses.

Les réactions que nous étudions ici sont des réactions

$$K^- d \rightarrow (p_s) \text{ Nucléon } K \eta$$

$$K^- d \rightarrow (p_s) \text{ Nucléon } K \pi \pi$$

Dans la première catégorie figurent les réactions

$$K^- d \rightarrow (p_s) n \bar{K}^0 \pi^- \quad (1)$$

$$K^- d \rightarrow (p_s) p K^- \pi^- \quad (2)$$

Le $\bar{K}^0$ étant connu par sa désintégration, la première réaction ne présente pas d'ambiguïté. Pour 15 % des événements de la deuxième réaction, les deux hypothèses $K^- \pi^-$ et $\pi^- K^-$ étant cinématiquement possibles, on n'a pas su déterminer laquelle des traces négatives était un K^- . Nous avons alors utilisé les deux hypothèses avec un poids 1/2.

La deuxième catégorie comprend les réactions :

$$K^-d \rightarrow (p_s) p \pi^- \pi^- \bar{K}^0 \quad \text{observé} \quad (3)$$

$$K^-d \rightarrow (p_s) p \pi^- \pi^- \bar{K}^0 \quad \text{non vu} \quad (4)$$

$$K^-d \rightarrow (p_s) p K^- \pi^- \pi^0 \quad (5)$$

$$K^-d \rightarrow (p_s) n K^- \pi^+ \pi^- \quad (6)$$

La réaction 3 ne présente pas d'ambiguïté, car le $\bar{K}^0$ est identifié par sa désintégration. La séparation des réactions (4) et (5) où le K n'est pas identifié est difficile. Comme elles ne nous apportent pas d'information indispensable nous les avons abandonnées. Dans la réaction (6) la plupart des événements peuvent aussi correspondre cinématiquement à des réactions

$$K^-d \rightarrow (p_s) \pi^- \pi^- \pi^+ (MM)$$

(MM) représente un système d'étrangeté -1 et de nombre baryonique 1 : Λ , Σ^0 , $\Lambda(\Sigma^0) + n \pi^0$, $K^0 n$ etc. Le nombre d'événements qui sont vraiment des réactions de ce type se calcule facilement à partir des événements où le Λ^0 (ou le $\bar{K}^0$) est observé. Il correspond en fait au nombre des événements pour lesquels l'hypothèse

$$K^-d \rightarrow (p_s) \pi^- \pi^- \pi^+ (MM \begin{smallmatrix} B=1 \\ S=-1 \end{smallmatrix})$$

est la seule possible. Les événements ambigus appartiennent donc tous à la réaction

$$K^-d \rightarrow (p_s) n K^- \pi^- \pi^+$$

La comparaison de la forme de la distribution des masses manquantes

$$(K^- + d - p_s - \pi_1^- - \pi_2^- - \pi^+)^2$$

pour les événements à Λ^0 observé et de la distribution analogue pour les événements ambigus confirme cette conclusion (fig.11). Les événements qui peuvent être soit une réaction $n \pi^+ K^- \pi^-$, soit une réaction $n \pi^+ \pi^- K^-$ sont peu nombreux (5 %). Nous les avons abandonnés dans l'analyse qui suit.

Pour les réactions 1 et 6 il existe aussi une ambiguïté cinématique avec des réactions



Si, dans une réaction de ce type, on calcule la cinématique en remplaçant la masse du deuton par une masse de proton, on trouve un neutron manquant colinéaire au proton et tel que le rapport des impulsions p_p/p_n qui est déterminé par la relation impulsion, parcours $p_p/p_n \sim 1.5$. La masse effective (pn) est très voisine de $m_p + m_n$. (Fig.8). L'élimination de ces événements peut se faire par l'introduction des hypothèses correspondantes dans le programme GRIND ou par des coupures sur l'angle entre le proton et le neutron et la masse pn ou le rapport des impulsions p_p/p_n . Les différentes méthodes donnent des résultats très voisins.

Première Partie - Références

- 1) Equer, Ton That, Volte
International Conférence on Programming for FSD
Munich, 1967 p.200
- 2) Rapport interne FSD 68-1
- 3) Rapport interne FSD 65-3
- 4) Guignard
International Conference on programming for FSD
Munich, 1967 p.240
- 5) P.V.C. Hough and B.W. Powel
Nuovo Cimento - 18 p.1184 (1960)
- 6) J.Badier - Thèse
- 7) R.Vanderhaghen, P.Fleury
Rapport interne, Janvier 1966
- 8) R.J.Glauber
Phys. Rev. 100, p.242

R.J.Glauber
Lectures in Theoretical Physics I (Boulder 1958)
- 9) J.M.Perreau, J.Goldberg
CERN 63-12
- 10) G.F.Chew and G.C.Wick
Phys. Rev. 85 p.636

G.F.Chew
Phys. Rev. 80 p.196

G.F.Chew and F.F.Low
Phys.Rev. 113 p.1640
- 11) R.G.Sachs
Nuclear Theory, Addison Wesley, 1955
- 12) P.Baillon
D.E.S.
- 13) M.Demoulin
Thèse

- 14) CERN PS Users Handbook
- 15) J. Goldberg
Thèse
- 16) A. Verglas
Thèse
- 17) CERN TC Program Library
- 18) M. Ville
Thèse
- 19) G. de la Gorgue de Rosny
Thèse de 3° cycle
- 20) Badier et al
Sections efficaces K^-p à 3 GeV/c
Rapport CEA n° 532

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Organigramme de l'expérience HPD.

Figure 2 : (dans le texte) : Distribution des résidus (moyenne quadratique de la distance des points mesurés aux projections de l'hélice obtenue par Thresh) pour les traces mesurées sur trois vues.

Figure 3 : Position d'une marque fiducielle après l'ajustement des six marques mesurées. Le centre de la figure est la position théorique. Nous avons utilisé deux lots distincts de films consécutifs.

Fig. 4 et 5 : Histogramme établi par le programme SUMH de la distance des digitisations au centre de la trace: pour des traces de pente comprise entre 0 et 0.3 (fig.4) et pour des traces de pente comprises entre 0.9 et 1.2 (fig.5).

Figure 6 : Pour un certain nombre de réactions $K^-p \rightarrow K^-p \pi^+ \pi^-$ nous avons porté le rapport des ionisations mesurées des traces positives (rapport supérieur à 1 par convention) en fonction du rapport théorique dans la bonne hypothèse $p \pi^+$ (fig. 6a). et dans la mauvaise hypothèse $\pi^+ p$ (fig. 6b)

Figure 7: Distribution de l'impulsion du nucléon spectateur dans les réactions: $K^-d \rightarrow (p_s \text{ observé}) p K^- \pi^-$ (figure 7a)
et $K^-d \rightarrow n \text{ spectateur } p \bar{K}^0 \pi^-$ (figure 7b)
les courbes sont des fonctions de Hulthén (réf.4)

Figure 8 : Distribution de la masse effective proton neutron dans des réactions $K^-d \rightarrow pn K^- \pi^+ \pi^-$ pour des moments transférés :

$$- \Delta^2 > 0.25 \text{ (GeV)}^2 \quad \text{figure 8a}$$

$$\text{et } -\Delta^2 < 0.25 \text{ (GeV)}^2 \quad \text{figure 8b}$$

Les événements où le proton et le neutron sont colinéaires ($\cos \theta_{pn} > 0.9$) sont représentés en noir.

Figure 9 : (dans le texte) : Impulsion des deux protons dans la réaction $K^- p \rightarrow pp K^- \eta^-$.

Figure 10: Organigramme de l'expérience K^- deuterium.

Figure 11: Distributions des masses manquantes aux traces chargées dans les réactions :

$K^- d \rightarrow (p_s) \eta^- \eta^- \eta^+ \Lambda$ observé(+ éventuellement des neutres) : histogrammes en pointillé.

et $K^- d \rightarrow (p_s) K^- \eta^- \eta^+ n$ ambiguë avec la réaction

$K^- d \rightarrow (p_s) \eta^- \eta^- \eta^+ (\text{neutres})$: histogramme en trait plein.

FIG. 1

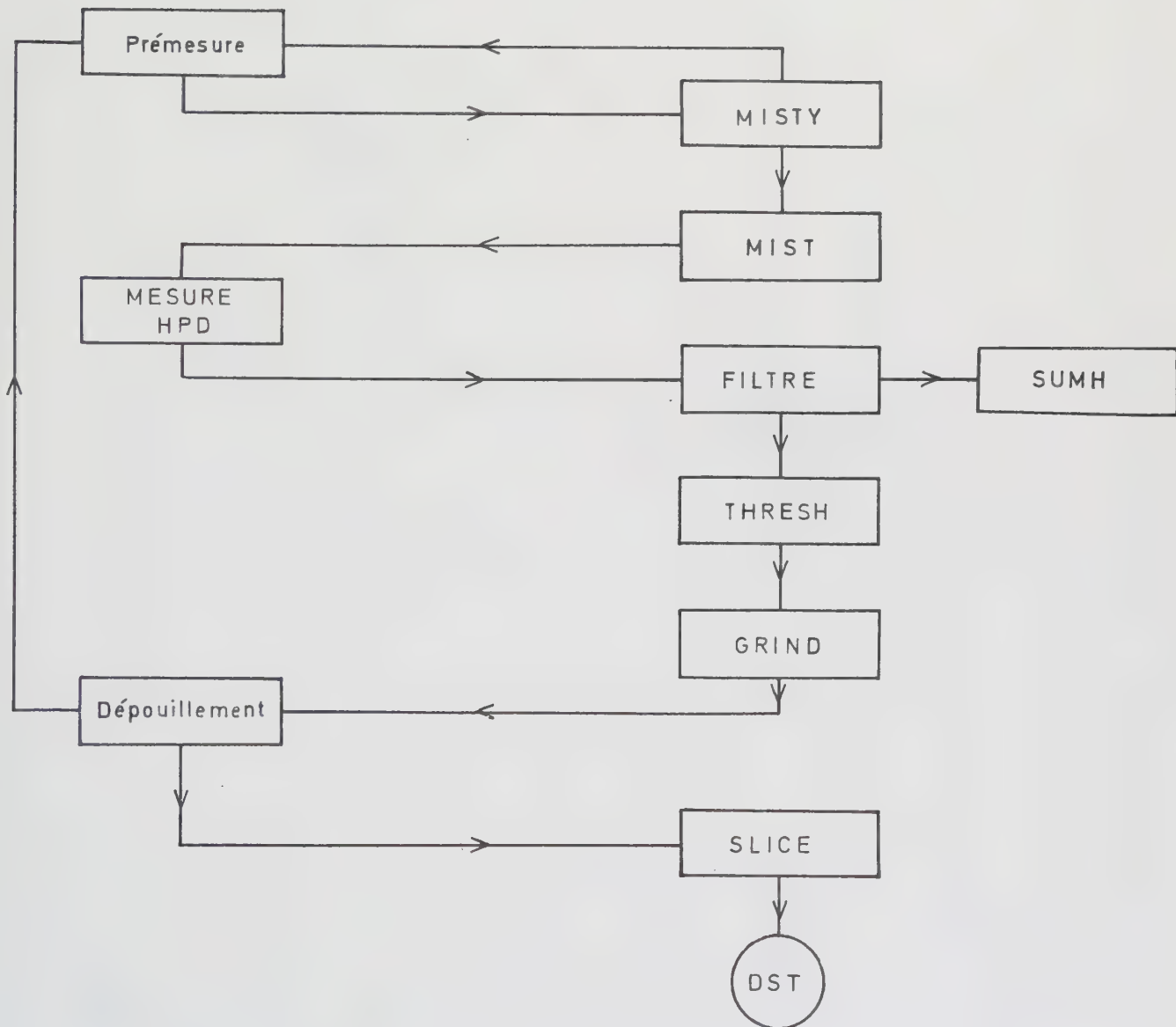
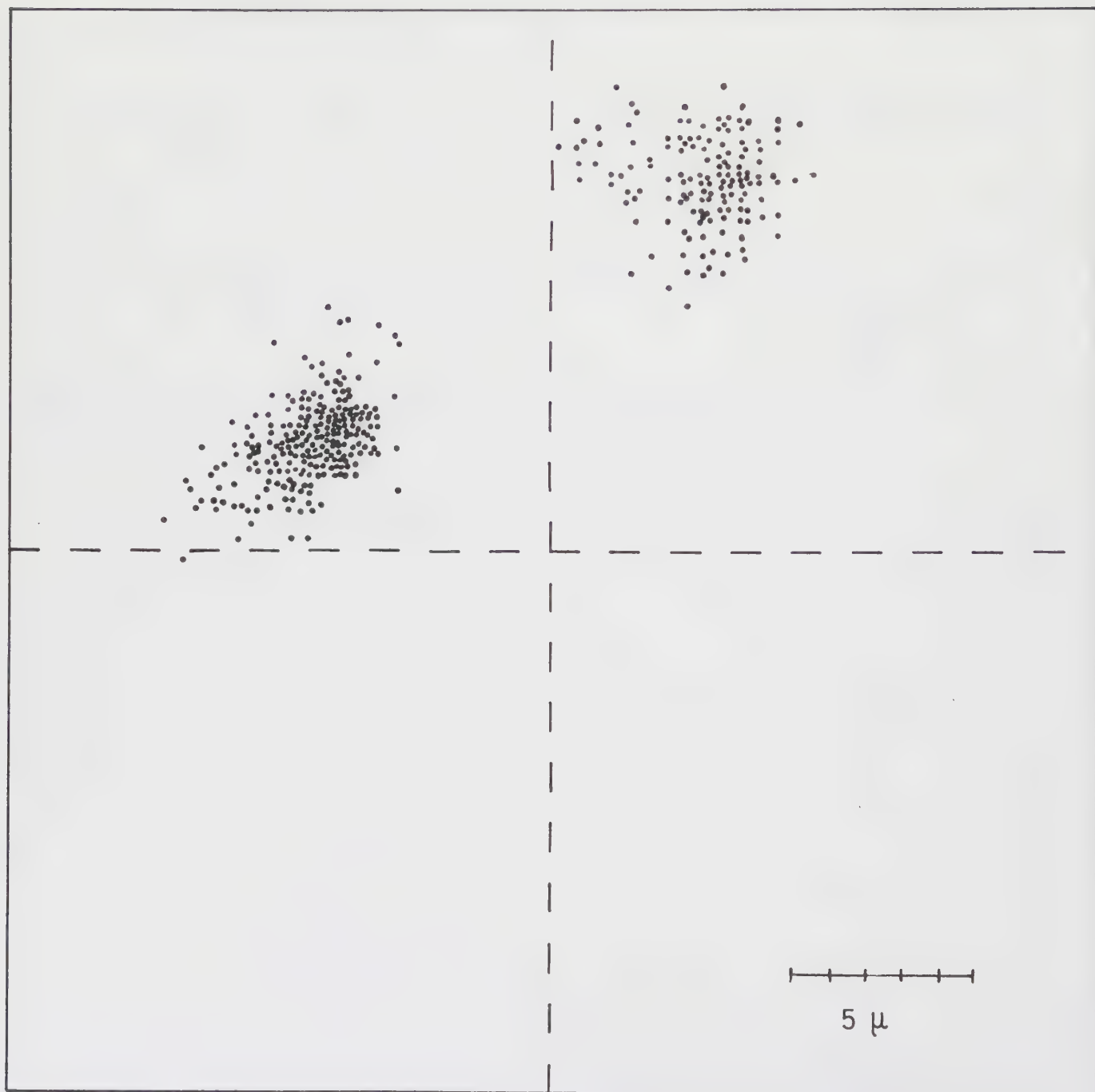


FIG.3

Y



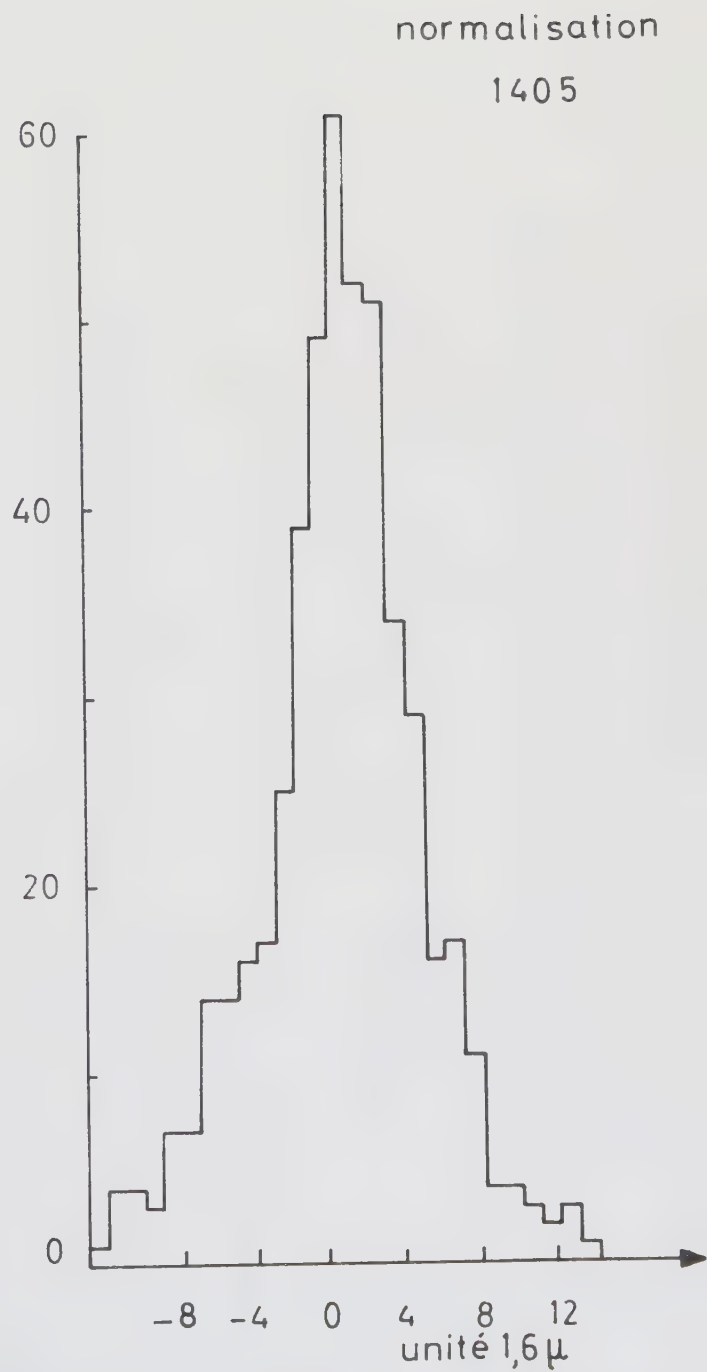
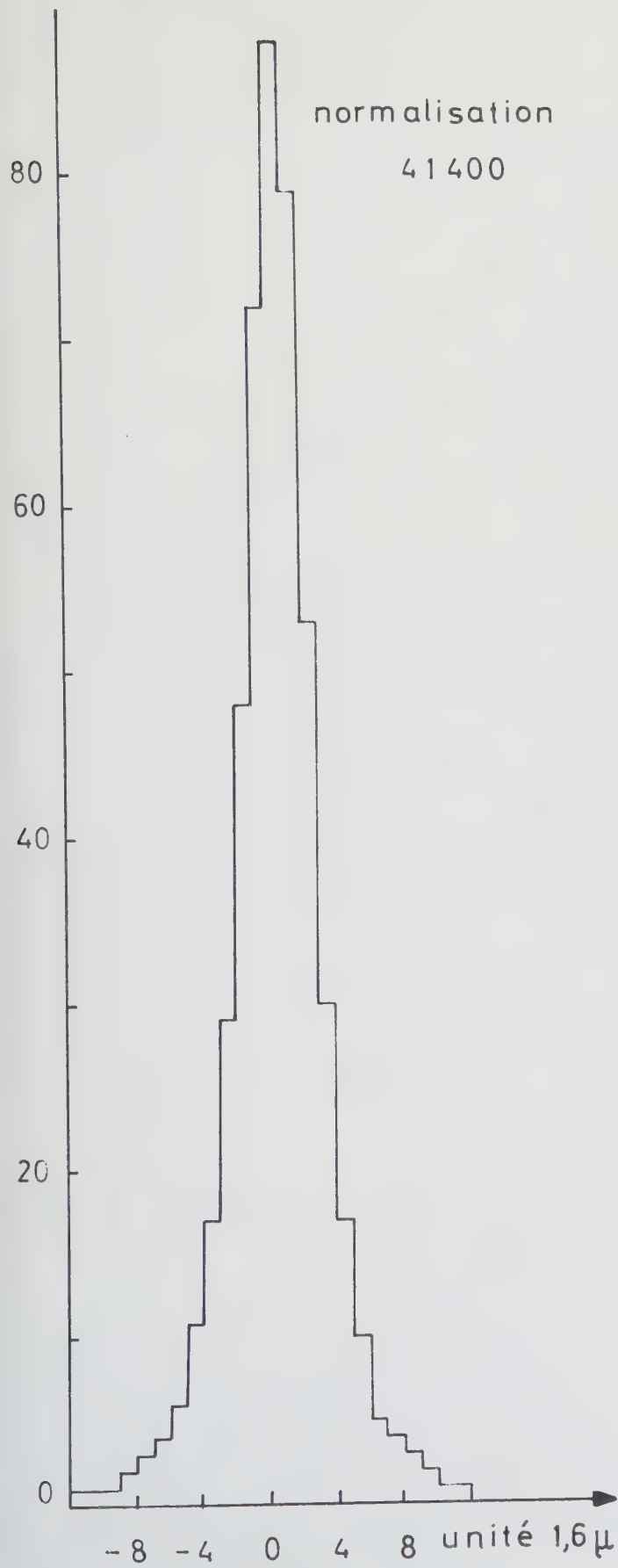


FIG. 6-a

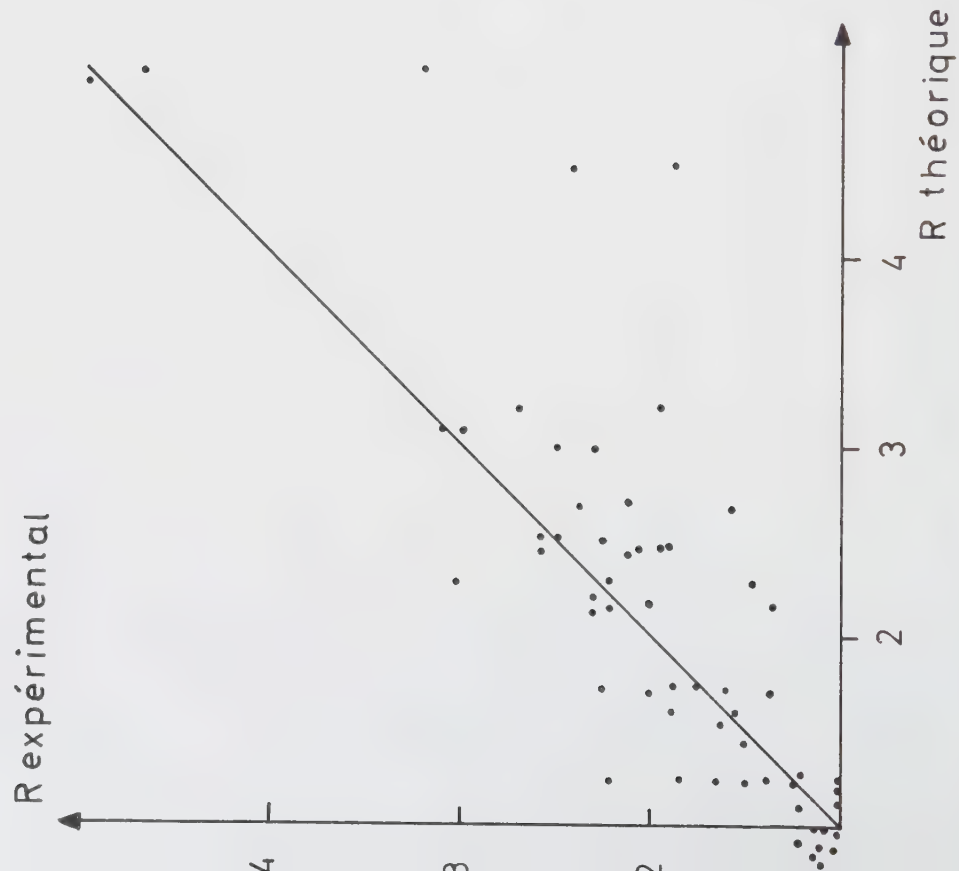
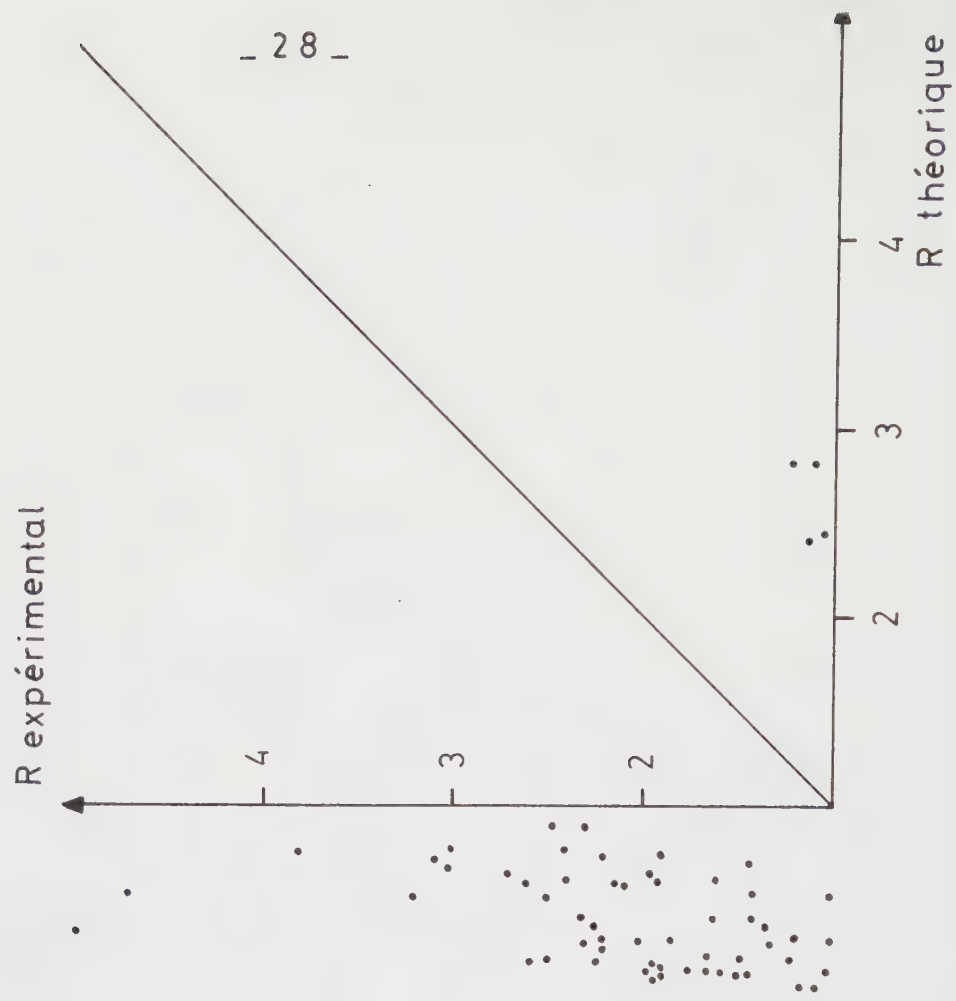
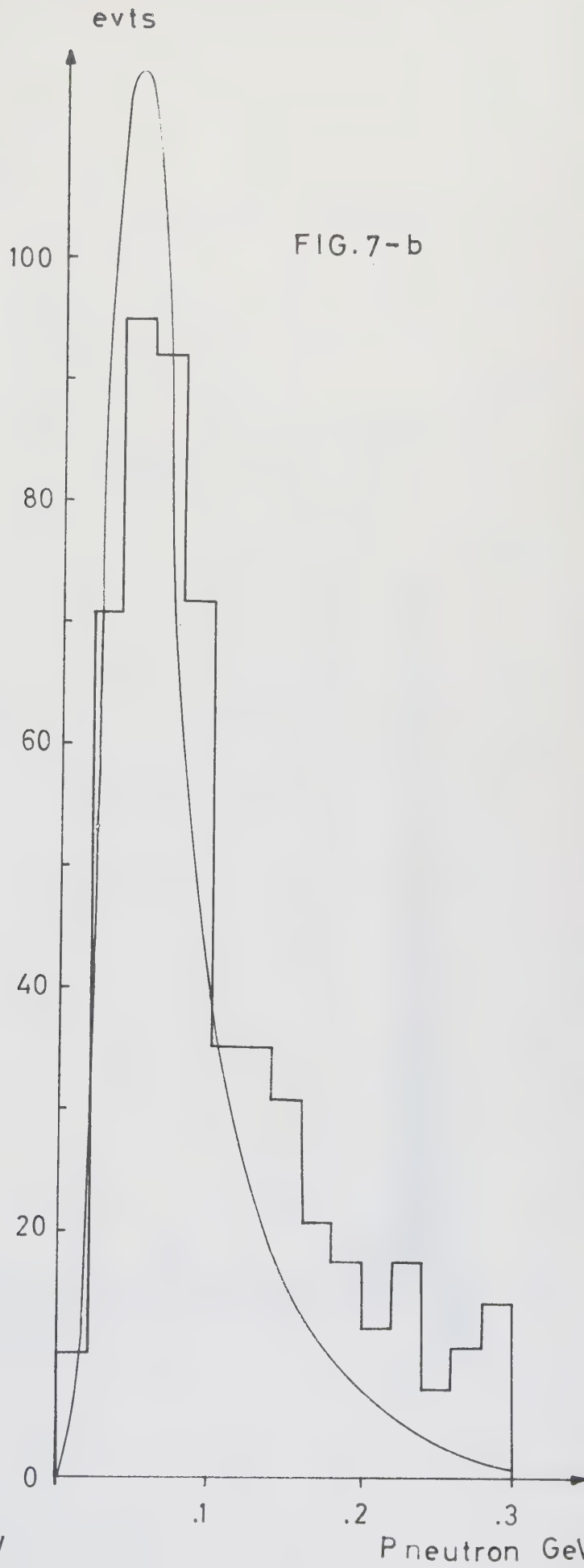
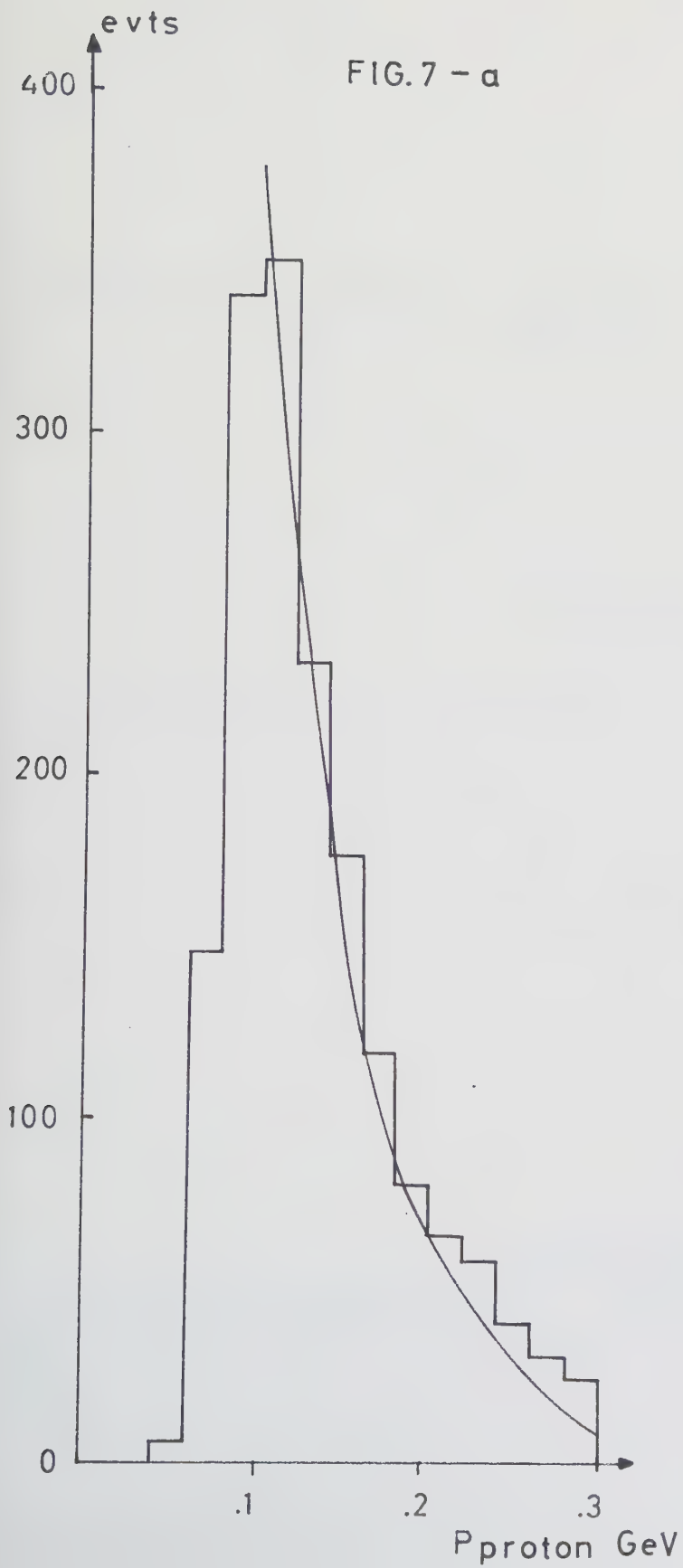


FIG. 6-b





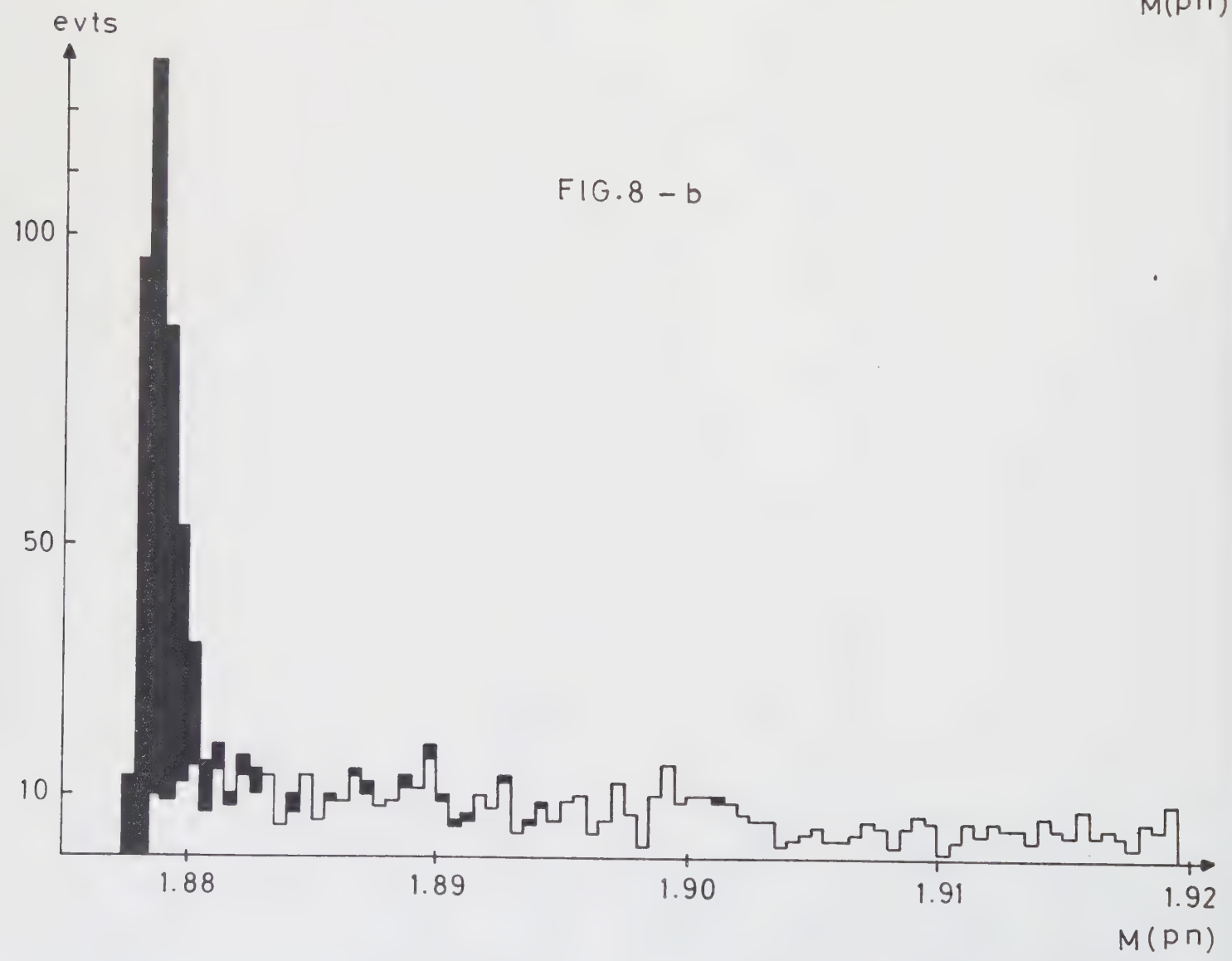
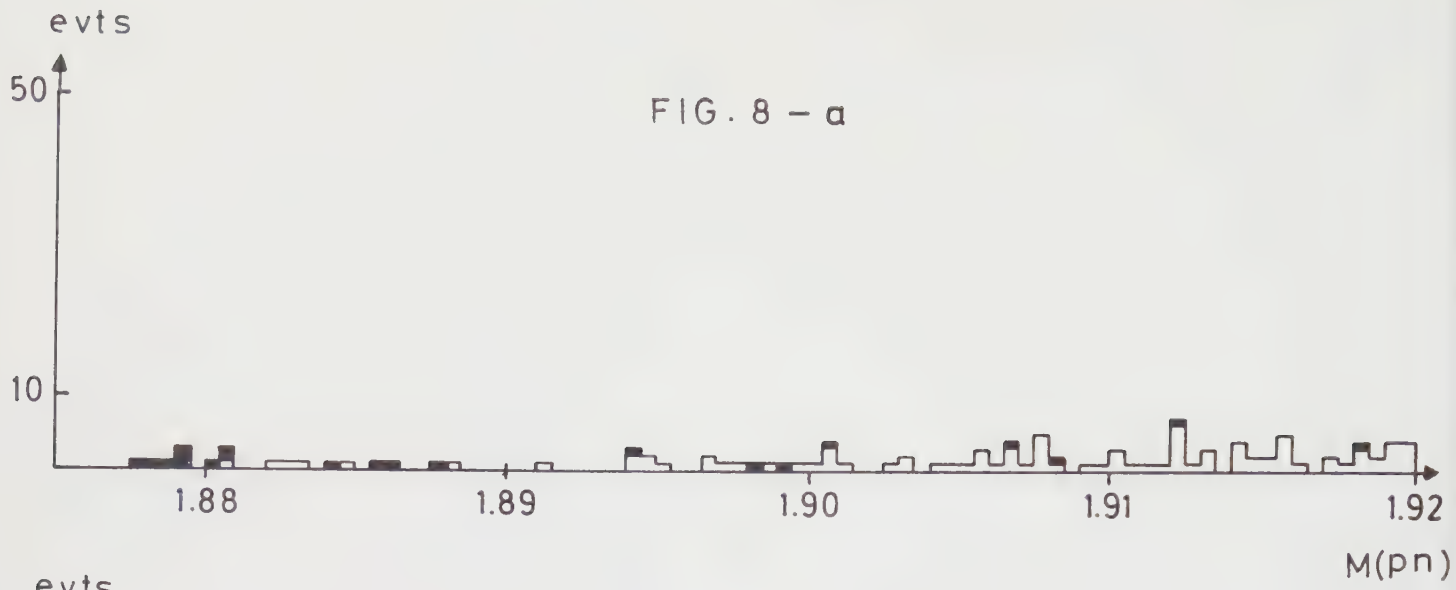


FIG. 10

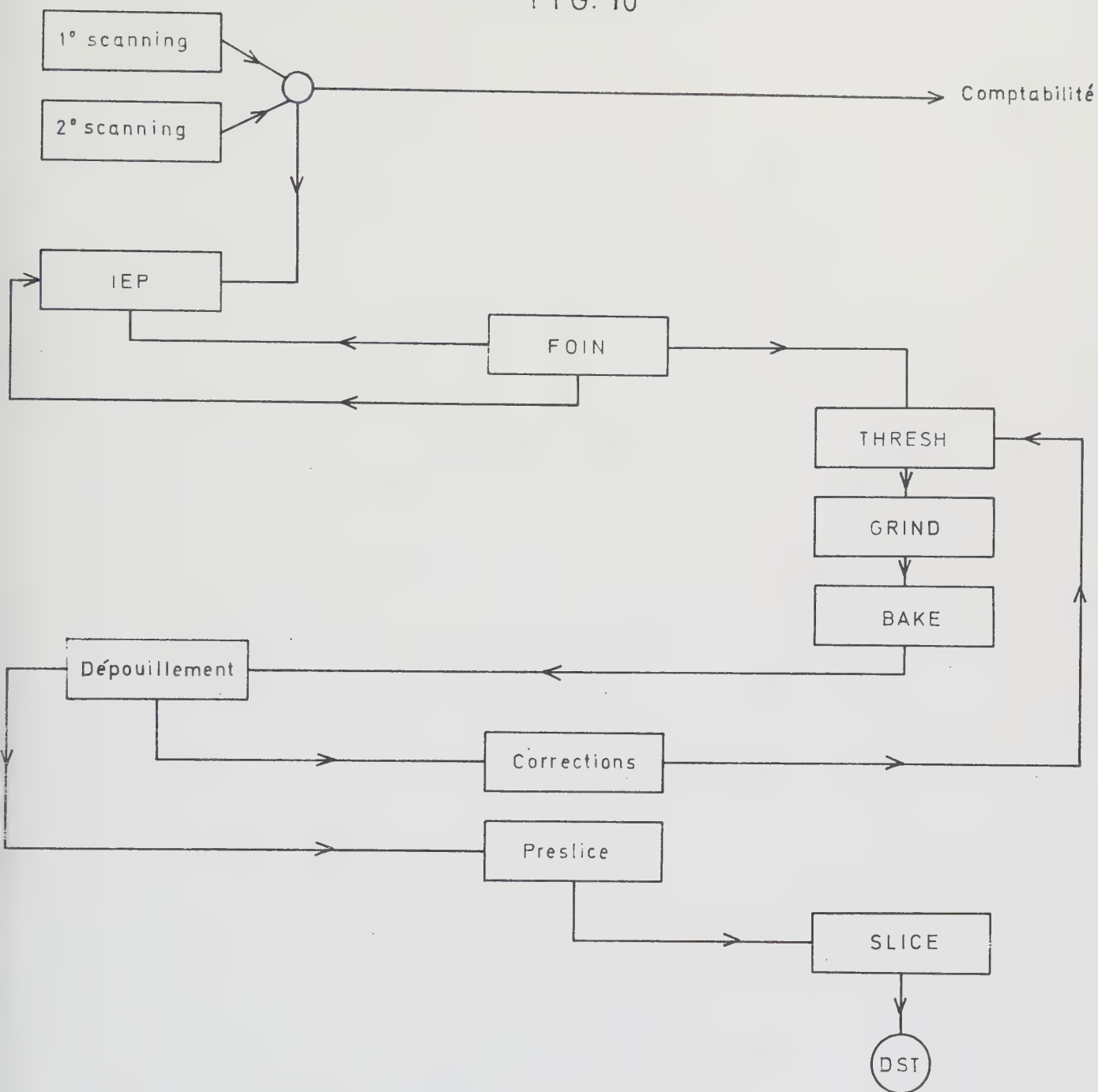
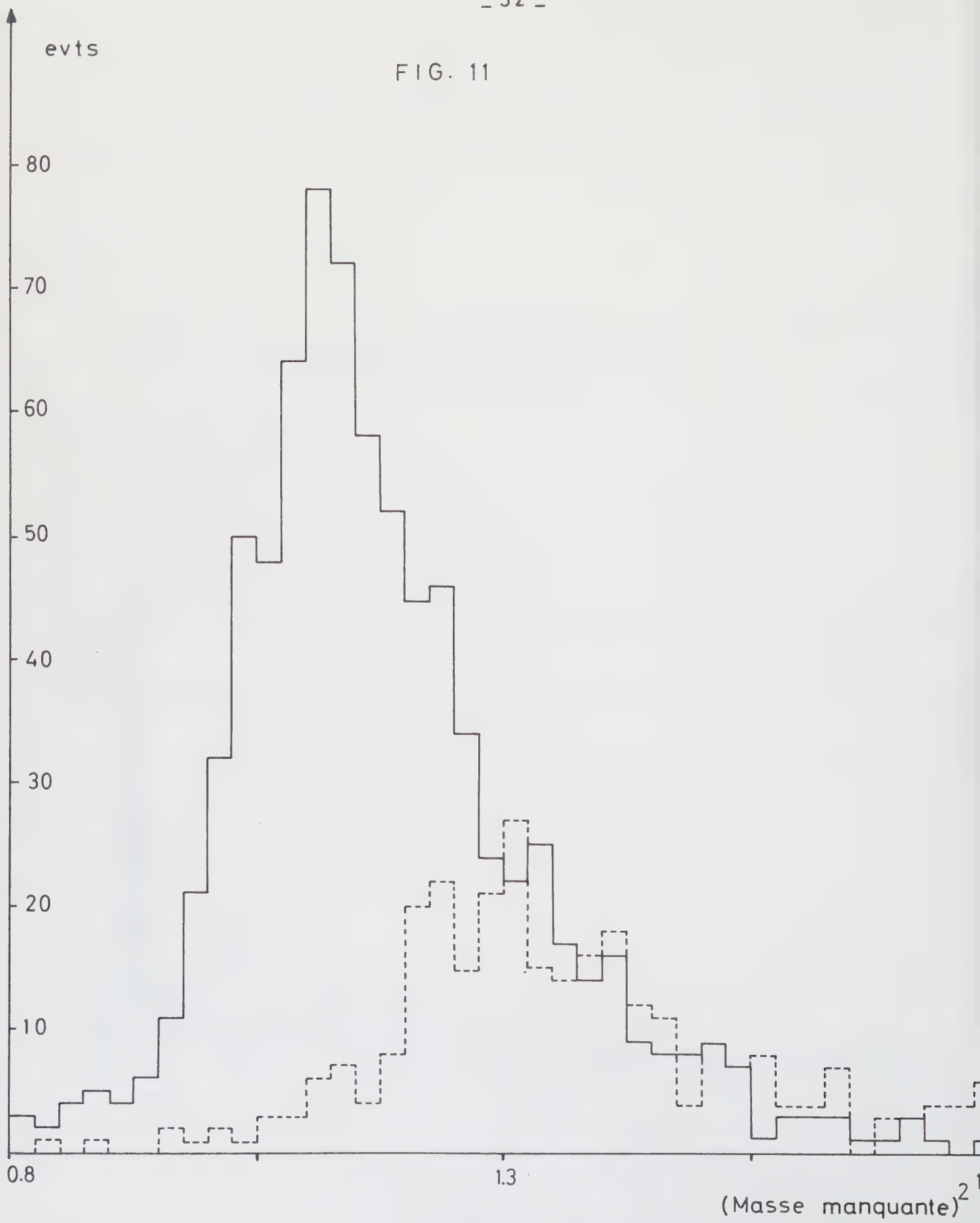


FIG. 11



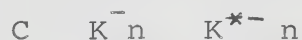
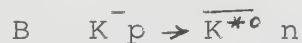
DEUXIEME PARTIE

INTRODUCTION

Nous allons étudier les résonances mésoniques étrangères (K^*) qui sont produites dans des réactions à deux corps :



Nous utiliserons pour cela les trois réactions possibles lorsque le K^* a un isospin $1/2$:



Les seuls systèmes qui apparaissent clairement comme des résonances, avec des caractéristiques de production (sections efficaces, distributions angulaires) et de désintégration (distributions angulaires, rapports de branchement) cohérentes sont le K_{890}^* et le K_{1400}^* .

La production du K_{890}^* est abondante et le fond de systèmes non résonnants de même masse très faible; ceci nous permettra d'analyser en détail la production et la désintégration de cette résonance : nous combinerons les données des trois réactions A B et C pour séparer les contributions respectives des mécanismes d'échange de systèmes d'isospin 0 et 1. En identifiant ces deux contributions aux échanges de ω et de π nous relions, dans le cadre d'un modèle d'absorption (réf.5) le signe relatif des constantes de couplages de ces deux mésons à la différence qui existe entre les réactions A et C.

Dans l'étude du K^*_{1400} nous nous intéresserons principalement à la détermination des nombres quantiques et des rapports de branchement de cette résonance. (Les résultats d'une première analyse d'une partie de nos données ont déjà été publiés (app.2)).

Cette expérience nous permet aussi de donner quelques résultats sur deux phénomènes dont l'interprétation par des résonances n'est pas sûre :

- l'interaction $K\pi$ dans l'onde S qui se traduit par une asymétrie de la distribution angulaire de désintégration du $\overline{K^{*0}}$; nous verrons que nos données sont compatibles avec l'interprétation de cet effet par une résonance scalaire (réf.2).

- La structure du spectre des masses effectives des systèmes $K\pi\pi$ entre 1.2 GeV et 1.4 GeV (réf.7-8); nous verrons que seul le K^*_{1400} apparaît de façon claire comme une résonance mais que, dans l'étude des événements les plus périphériques, il n'est pas possible d'exclure une certaine contribution d'autres systèmes résonnants.

Enfin nous pourrions calculer une limite supérieure à la section efficace de production d'éventuels K^* d'isospin 3/2 en étudiant les réactions :

$$K^- n \rightarrow p + (\text{système de charge 2}).$$

Ces limites sont données dans le premier chapitre, où nous décrivons les caractéristiques générales des réactions étudiées et où nous analysons d'une façon assez détaillée les différents mécanismes qui contribuent aux réactions K nucléon

$\rightarrow$ nucléon $K\pi\pi$. Les réactions à trois corps K proton $\rightarrow K$ nucléon π ont déjà été étudiées en détail (réf.10).

Nous redonnons ici la liste des réactions que nous étudions avec une numérotation qui sera utilisée dans les chapitres suivants :

- 1) $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^-$
- 2) $K^- p \rightarrow K^- p \pi^0$
- 3) $K^- p \rightarrow K^- n \pi^+$
- 4) $K^- n \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^-$
- 5) $K^- n \rightarrow K^- p \pi^-$
- 6) $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$
- 7) $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^+ \pi^-$
- 8) $K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$
- 9) $K^- n \rightarrow K^- n \pi^+ \pi^-$
- 10) $K^- n \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^-$

Nous tirerons aussi quelques informations des réactions :

$$K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \text{et} \quad K^- p \rightarrow K^- n \pi^+ \pi^+ \pi^-$$

CHAPITRE I

ETUDE GENERALE DES REACTIONS

Nous allons décrire dans ce chapitre les caractères généraux des réactions que nous étudions afin, d'une part, de mettre en évidence la production des résonances K^* qui sont l'objet de cette étude et, d'autre part, de bien connaître le "fond" qui existe sous ces résonances et qui peut perturber certaines distributions.

La caractéristique la plus frappante de toutes les réactions est l'abondance des productions de systèmes résonnants à deux particules.

Réactions à trois corps

Dans les réactions 1, 2, 3, 4 et 5, trois corps seulement sont présents dans l'état final. On peut donc observer des interactions entre deux particules : K , nucléon (résonances Y^*) K , π (résonances K^*) et π , nucléon (résonances N^*) qui se manifestent par des bandes à forte densité du diagramme de Dalitz. Si l'on considère le mécanisme de formation de ces systèmes comme succession de la création d'une particule quasi-stable et de sa désintégration, la conservation de l'isospin donne des relations entre les sections efficaces de production, dans différentes réactions, d'un même état résonnant.

Nous présentons dans les tables I, II et III les coefficients de proportionnalité pour les sections efficaces de

$I_{K^*} = 1/2$

$I_{K^*} = 3/2$

$K^- p \rightarrow K^{*-} p \begin{cases} \bar{K}^0 \pi^- p \\ K^- \pi^0 p \end{cases}$	$\left \frac{A_0 + A_1}{2} \right ^2 \times \frac{2/3}{1/3}$	$1 \times \frac{1/3}{2/3}$
$K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} n \begin{cases} \bar{K}^0 \pi^0 n \\ K^- \pi^+ n \end{cases}$	$\left \frac{A_0 - A_1}{2} \right ^2 \times \frac{1/3}{2/3}$	$1 \times \frac{2/3}{1/3}$
$K^- n \rightarrow K^{*-} n \begin{cases} \bar{K}^0 \pi^- n \\ K^- \pi^0 n \end{cases}$	$ A_1 ^2 \times \frac{2/3}{1/3}$	$1 \times \frac{1/3}{2/3}$
$K^- n \rightarrow K^{*-} p \rightarrow K^- \pi^- p$	0	3×1

TABLE 1

$K^- p \rightarrow \gamma^{*0} \pi^0 \begin{cases} K^- p \pi^0 \\ \bar{K}^0 n \pi^0 \end{cases}$	$1 \times \frac{1/2}{1/2}$
$K^- n \rightarrow \gamma^{*0} \pi^- \begin{cases} K^- p \pi^- \\ \bar{K}^0 n \pi^- \end{cases}$	$2 \times \frac{1/2}{1/2}$

TABLE 2

$I_{N^*} = 1/2$

$I_{N^*} = 3/2$

$K^- p \rightarrow K^- N^{*+} \begin{cases} K^- n \pi^+ \\ \bar{K}^0 p \pi^0 \end{cases}$	$\left \frac{B_0 + B_1}{2} \right ^2 \times \frac{2/3}{1/3}$	$1 \times \frac{1/3}{2/3}$
$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 N^{*0} \begin{cases} \bar{K}^0 n \pi^0 \\ \bar{K}^0 p \pi^- \end{cases}$	$\left \frac{B_0 - B_1}{2} \right ^2 \times \frac{1/3}{2/3}$	$1 \times \frac{2/3}{1/3}$
$K^- n \rightarrow K^- N^{*0} \begin{cases} K^- n \pi^0 \\ K^- p \pi^- \end{cases}$	$ B_1 ^2 \times \frac{1/3}{2/3}$	$1 \times \frac{2/3}{1/3}$
$K^- n \rightarrow \bar{K}^0 N^{*-} \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^-$	0	3×1

TABLE 3

production de K^* et de N^* d'isospin $1/2$ ou $3/2$ et d' Y_0^* . Les résonances Y^* d'isospin 1 et de masse faible sont peu couplées au système K nucléon (réf.4), ce qui explique que l'on n'en observe pas ici. Dans ces tableaux, A_I (B_I) représente l'amplitude de création, à partir d'un état K nucléon d'isospin I (0 ou 1), du système considéré. Pour les résonances Y_0^* , $N^*_{3/2}$ et $K^*_{3/2}$ qui ne peuvent être créées qu'à partir d'un état d'isospin 1 ($A_0 \equiv 0$), l'indépendance de charge donne des relations d'égalité entre sections efficaces. Pour les autres systèmes, on a seulement des inégalités (relations triangulaires). La connaissance de 3 sections efficaces permet de les vérifier et d'obtenir les modules des amplitudes de production $|A_0|$ et $|A_1|$. (Il s'agit en fait de sommes, sur différents nombres quantiques (moment angulaire par exemple) de carrés d'amplitudes $|A_0|^2 = \sum_{\alpha} |A_0^{\alpha}|^2$). Nous verrons dans les chapitres suivants, qu'il peut être parfois intéressant de considérer l'isospin dans la voie croisée (voie t) plutôt que dans la voie directe (voie s).

Les résonances que l'on observe sont l' Y_{1520}^* et l' Y_{1815}^* (réf.5) dans les réactions sur neutron (4 et 5), le K_{890}^* et le K_{1400}^* sauf, bien entendu, dans la réaction 5 ($K^- n \rightarrow K^- \eta^- p$), le N_{1238}^* dans toutes les réactions. Conformément aux rapports donnés plus haut qui sont bien vérifiés expérimentalement la production du N_{1238}^* n'est importante que dans la réaction 4, $K^- n \rightarrow \bar{K}^0 n \eta^-$. Dans l'étude des mésons K^* cette réaction nous permettra donc d'évaluer les effets dus à la superposition (ou à l'interférence) de la production de N^* . Les effets de ce type peuvent de toute façon être éliminés

par la méthode classique qui consiste à ne prendre qu'une moitié du diagramme de Dalitz et à compléter par symétrie.

Pour le K^*_{890} qui est assez étroit et dont la section efficace de production est grande, l'influence du N^* est peu importante. Pour le K^*_{1400} , plus large et moins abondamment produit, elle peut être plus gênante. Dans la réaction 4 ($K^-n \rightarrow \bar{K}^0 n \pi^-$) le spectre des masses effectives ($\bar{K}^0 \pi^-$), dans la région $1.3 \text{ GeV} < M(K\pi) < 1.5 \text{ GeV}$, a une structure complexe et présente en fait deux bosses. Après l'élimination du N^* on n'observe plus qu'un seul pic correctement situé (fig.1). Une coupure sur l'angle de production du système $K\pi$ permet de diminuer le fond sous ce pic (fig.1). S'il n'est pas dû à une simple fluctuation statistique, cet effet peut être attribué à une interférence des amplitudes de production du K^*_{1400} et du N^*_{1238} . Une telle interférence a été observée, à des énergies voisines, dans les interactions K^+p (réf.6), mais elle ne conduit pas à la même structure de l'histogramme des masses $K\pi$.

Comme nous le verrons dans les chapitres suivants, la production des mésons K^* se fait par des mécanismes périphériques. La production des Y^*_0 , au contraire, est essentiellement antipériphérique (réf.5); en outre les bandes du K^*_{890} et de l' Y^*_{1520} ne se coupent pas à l'intérieur du diagramme de Dalitz. L'interférence de ces deux types de phénomènes est donc certainement très réduite.

Nous avons indiqué plus haut que l'étude de la réaction 5' ($K^-n \rightarrow K^- \pi^- p$) permet de donner une limite supérieure à la section efficace de production d'un éventuel K^* d'isospin

3/2. La fluctuation la plus significative sur l'histogramme des masses $K^- \eta^-$ (située à environ 1.250 GeV) a une section efficace de $28 \mu b$ (fig. 1d). On peut donner environ $50 \mu b$ comme limite supérieure pour la section efficace d'un K^* dont la largeur serait inférieure à 150 MeV.

$$\sigma_{K^{*-} \rightarrow K^- \eta^-} < 50 \mu b$$

Les réactions à quatre corps

Ces réactions sont elles aussi dominées par la formation de résonances à deux corps. Les états les plus fréquents sont, ici encore, le K^*_{890} dont la production représente, suivant la réaction, de 40 % à 70 % de la section efficace totale (fig.2) et le N^*_{1236} dont les taux de formation sont du même ordre de grandeur. On observe aussi, dans les réactions 7 et 8, des signaux qui correspondent à l' Y^{*0}_{1815} et à l' Y^{*0}_{1520} (environ 10 % de la section efficace).

Notre but est de rechercher les systèmes résonnants qui se désintègrent en trois mésons $K \eta \pi$. Si leur production est abondante, les désintégrations en cascade $K^{*-} \rightarrow K^*_{890} \rightarrow K \eta \pi$ sont certainement fréquentes d'après ce que nous savons sur la production de K^*_{890} .

La sélection des événements dans lesquels un système $K \pi$ a une masse voisine de celle du K^*_{890} met en évidence ces désintégrations en cascade. Nous utiliserons toujours comme critère de sélection $0.86 \text{ GeV} < M(K \pi) < 0.93 \text{ GeV}$; la figure 2 montre l'importance du fond. L'étude de sélections différentes permet d'évaluer, pour une résonance $K \eta \pi$ donnée, la fraction qui se désintègre sans passer par l'état intermédiaire

$K_{890}^* \eta$. Par ces coupures sur la masse $K\eta$ on est ramené à l'étude d'une réaction à trois corps $K \text{ nucléon} \rightarrow \text{nucléon } K_{890}^* \eta$ dont l'analyse est plus simple que celle d'une réaction à quatre corps. En particulier, si l'on se restreint aux désintégrations $K^{**} \rightarrow K^* \eta$, la conservation de l'isospin donne des relations entre les sections efficaces des différents états finals, analogues à celles que nous avons présentées pour les réactions $K \text{ nucléon} \rightarrow K \text{ nucléon } \eta$.

Les mésons lourds K^{**} que nous voulons étudier, se manifestent par des pics sur les distributions de masses effectives, c'est pourquoi nous rechercherons d'abord les phénomènes qui, en déformant l'histogramme des masses $K^* \eta$, peuvent simuler une résonance $K^* \eta$ ou gêner son identification.

Il faut d'abord tenir compte de l'influence du fond de systèmes $K\eta$ non résonnants, puisque la sélection du K_{890}^* ne peut être parfaite. Nous l'avons évaluée, d'une part en sélectionnant les événements par des critères différents sur la masse du système $K\eta$ et en comparant les histogrammes obtenus, d'autre part en étudiant, dans un modèle statistique d'espace des phases, les conséquences de diverses coupures et de l'introduction de contraintes qui simulent des systèmes résonnants de deux corps. Le seul effet notable, dans un état final $K N \pi_1 \pi_2$, est dû à la sélection d'un système $(K \eta_1)$ de masse voisine de celle du K_{890}^* alors que le système $(N \pi_1)$ forme un N_{1236}^* . On l'observe principalement dans la réaction 8 ($K^- p \rightarrow p K^- \eta^+ \eta^-$) en raison de l'importante production de N^{**} (près de 30 % des événements). Il ne s'agit pas d'une déformation du spectre des masses $K^* \eta$ mais d'une asymétrie des distributions angulaires

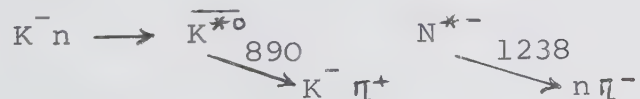
de désintégration du K^* . Dans un état final $(K^* \rightarrow K \pi_1) N \pi_2$, il existe en effet une forte corrélation entre la masse effective du système $(N \pi_1)$ et l'angle de désintégration du K^* par rapport à sa ligne de vol dans le centre de masse de la réaction.

Nous devons étudier ensuite les mécanismes qui peuvent intervenir dans une véritable réaction $K N \rightarrow N K^*_{890} \pi$ et en premier lieu les réactions à deux corps $K N \rightarrow K^* N^*$. :

Si, dans un état final $K N \pi_1 \pi_2$ créé par une collision K nucléon le système $K \pi_1$ a un isospin $1/2$ et le système $N \pi_2$ un isospin $3/2$, l'isospin total est 1 et l'indépendance de charge donne les rapports suivants entre les sections efficaces des différents états finals :

Réaction	$(K \pi_1)_{I=1/2}$	$(N \pi_2)_{I=3/2}$	σ
6	$\bar{K}^0 \pi^-$	$p \pi^0$	4
6	$\bar{K}^0 \pi^0$	$p \pi^-$	1
7	$\bar{K}^0 \pi^-$	$n \pi^+$	2
8	$K^- \pi^+$	$p \pi^-$	2
9	$K^- \pi^+$	$n \pi^-$	18
10	$\bar{K}^0 \pi^-$	$p \pi^-$	2

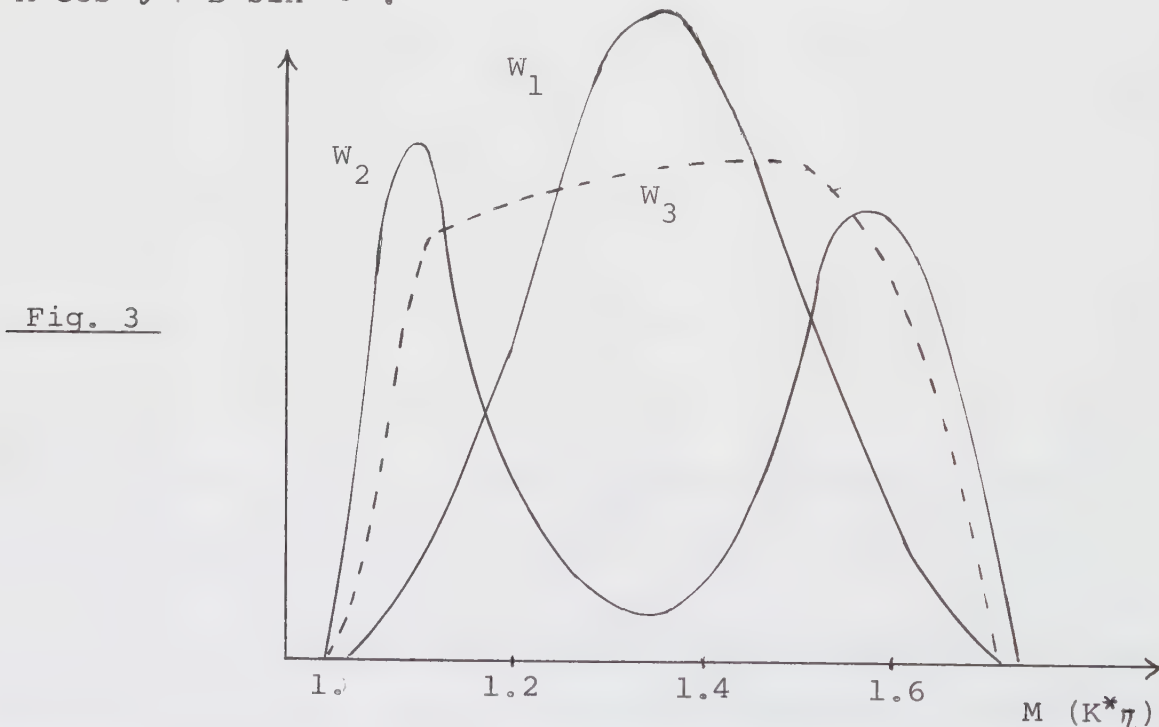
Conformément à ces prédictions la réaction



est très fréquente, (réf.3). Elle représente plus de la moitié des événements de la réaction 9]. L'importance des réactions analogues dans les autres états finals est beaucoup plus faible. L'étude de la réaction 9] ($K^- n \rightarrow K^- n \pi^+ \pi^-$) permet de voir quels sont les effets de ce mécanisme et d'évaluer ceux que l'on peut attendre dans les autres réactions.

Dans le cas d'une production associée $K N \rightarrow K^* N^*$, la distribution des masses effectives $K^* \pi$ reflète directement celle de l'angle de désintégration du N^* par rapport à un axe qui est sa ligne de vol dans le système du centre de masse de la réaction.

Pour le N^*_{1236} , le système π nucléon est dans une onde P; la distribution angulaire peut donc s'écrire $W(\cos \theta) = A \cos^2 \theta + B \sin^2 \theta$.



La figure 3 montre les cas extrêmes de distributions angulaires:

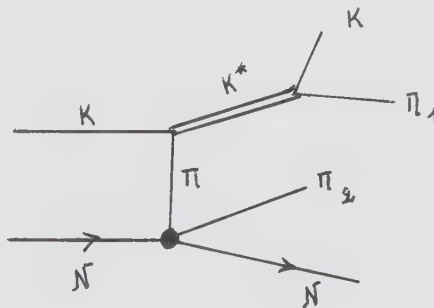
$$W_1(\cos \theta) = \cos^2 \theta \quad W_2(\cos \theta) = \sin^2 \theta$$

et l'effet d'une distribution isotrope $W_3(\cos \theta) = 1$.

Expérimentalement on constate que le N^* n'a pas d'alignement de polarisation sur sa ligne de vol ce qui correspond à la troisième forme de courbe. Celle-ci est assez régulière pour ne pas gêner l'identification de mésons K^* lourds se désintégrant en $K^*_{890} \eta$.

Un autre mécanisme susceptible de modifier le spectre des masses K^*_{890} est connu sous le nom d'"effet Deck" (réf.7) et peut être représenté par le graphe de la figure 9. Dans les expériences analogues à la nôtre effectuées à plus haute énergie, il a été invoqué, en concurrence avec la formation de diverses résonances, pour expliquer le pic très important que l'on observe aux faibles masses $K \eta \pi$ (réf.8).

Fig. 4



Le mécanisme de production d'un K^* par échange de π , en admettant que l'amplitude du vertex $\eta \bar{N} N \eta$ est l'amplitude de diffusion d'un π par un nucléon pour la valeur physique de la masse du π échangé, produit deux contraintes :

- faible transfert de moment du K incident au K^* , contrainte liée au mécanisme d'échange.

- faible transfert de moment du nucléon initial au nucléon final lorsque la diffusion πN est diffractive.

La réunion de ces deux contraintes est favorable à la production de systèmes K^*_{890} de faible masse et peut déformer la distribution des masses effectives ($K \pi \pi$).

A l'énergie qui est celle de notre expérience les contraintes sur le moment transféré du K au K^* ne sont pas assez fortes pour provoquer un effet caractéristique, cependant, si l'on fait des coupures sur l'angle de production qui renforcent cette contrainte (ce qui est le cas lorsque l'on recherche des mésons K^* lourds produits de façon très périphérique), il est possible de provoquer artificiellement des déformations du spectre des masses effectives. Nous avons essayé d'étudier ce phénomène dans la réaction 8 ($K^- p \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^-$), après avoir effectué une coupure (cosinus positif) sur l'angle de désintégration du K^*_{890} ce qui, comme nous l'avons vu plus haut, permet d'éliminer l'influence du N^{*++}_{1236} qui forme l'essentiel du fond. La figure 5 montre la distribution angulaire (symétrisée) de la désintégration du $K^*(\cos \theta)$, la distribution du moment transféré du K au K^* , la distribution de l'angle α entre le nucléon initial et le nucléon final dans le système où l'ensemble nucléon final, méson π_2 est au repos (c'est-à-dire, en quelque sorte la distribution angulaire de la diffusion π échangé nucléon) et le spectre des masses $K \pi \pi$ pour différents critères de sélection des événements.

On observe bien un pic pour $\cos \theta \approx 1$ dans la "distribution angulaire de diffusion πN " ainsi que la prépondérance d'une contribution de $\cos^2 \theta$ (correspondant à un nombre quantique magnétique nul) dans la distribution angulaire de désintégration du K qui est l'une des conséquences d'un mécanisme d'échange de méson π . La sélection des événements pour lesquels le moment transféré du K au K^* est faible, déforme la distribution de masse mais ne produit pas de pic étroit.

Nous pouvons tirer de la réaction 6 ($K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$) une information supplémentaire sur les mécanismes qui interviennent dans la réaction, en étudiant la variation, en fonction de la masse effective du système $K \pi \pi$, du rapport des contributions de $\bar{K}^{*0}_{890}$ ($K^0 \pi^0$) et de K^{*-}_{890} ($\bar{K}^0 \pi^-$) : $K^{*-}_{890} / \bar{K}^{*0}_{890}$.

Si l'on suppose que la réaction se fait par l'un des mécanismes suivants:

$$K^- p \rightarrow p K^{**} \rightarrow K^* \pi, \quad K^- p \rightarrow K^* N^* \rightarrow p \pi, \quad K^- p \rightarrow K^* N \pi$$

par échange de π . On peut évaluer les contributions relatives du K^{*-} et du $\bar{K}^{*0}$ à :

	$K N \rightarrow N K^{**} \quad I=1/2$	$K N \rightarrow N K^{**} \quad I=3/2$	$K N \rightarrow K^* N^* \quad 3/2$	$K N \rightarrow K^* N \pi$ par échange de π
$\bar{K}^{*0}$	1	1	1	$\langle \sigma_{\pi^+ p} \rightarrow \pi^+ p \rangle$
K^{*-}	1	4	4	$\langle \sigma_{\pi^+ p} \rightarrow \pi^0 p \rangle$

(K^{**} représente un éventuel K^* lourd se désintégrant en $K^*_{890} \pi$). Par ailleurs la conservation de l'isospin donne, dans l'hypo-

thèse de la production d'un K^{**} d'isospin 3/2, les rapports de sections efficaces suivants :

Etat final	$p K^- \pi^+ \pi^-$	$n K^- \pi^+ \pi^-$	$n K^0 \pi^+ \pi^-$	$p K^0 \pi^- \pi^0$	$p \bar{K}^0 \pi^- \pi^-$
σ	2	2	2	5	18

L'étude de la réaction $10 \ (K^- n \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^- \pi^-)$ exclut, comme on le verra plus loin, toute contribution mesurable d'un K^{**} d'isospin 3/2 aux autres réactions. Si, pour certaines valeurs de la masse du système $K \pi \pi$, la réaction est dominée par la formation d'un K^{**} lourd, le rapport K^{*-} / K^{*0} doit donc être égal à 1.

Cette valeur n'est obtenue que dans la région du K_{1400}^{*} où $K^{*-} / \bar{K}^{*0} = 1.06 \pm 0.7$ (app.2) ; ce résultat a d'ailleurs donné notre première mesure de l'isospin du K_{1400}^{**} .

On peut aussi étudier la façon dont se modifient diverses distributions angulaires en fonction de la masse $K \pi \pi$. Nous présentons, dans le chapitre consacré au K_{1400}^{*} , la distribution de la normale au plan de désintégration ; là encore on n'observe de variation significative que dans la région du K_{1400}^{*} .

Considérons maintenant les histogrammes des masses des systèmes $K \pi \pi$ (fig.7) dans les diverses réactions, pour deux catégories d'événements :

I - Les événements très périphériques ($\cos \theta^* > 0.8$) ; θ^* est l'angle de production dans le système du centre de masse.

II - Les événements moyennement périphériques ($0.8 > \cos \theta^* > 0.0$).

Dans le deuxième lot on observe des signaux très importants de K_{1400}^* et des signaux peu significatifs à des masses voisines de 1.3 GeV.

Dans le premier lot la structure de l'histogramme est beaucoup plus confuse. Il est difficile de dire si, après avoir éliminé correctement les contributions de l'effet Deck et du K_{1400}^* il ne reste pas entre 1.25 GeV et 1.35 GeV une structure qui serait due aux diverses résonances que l'on a déjà cru voir dans cette région (réf.8).

En conclusion, le lot d'événements moyennement périphériques ($0.0 < \cos \theta^* < 0.8$) se prête bien à l'étude du K_{1400}^* quoiqu'il ne soit pas possible d'exclure une faible contribution d'autres K^* et que, dans la réaction 9 ($K^- n \rightarrow K^- n \pi^+ \pi^-$), la réaction $Kn \rightarrow K^* N^*$ donne un fond important. Par contre, ni la structure du spectre des masses ($K \pi \pi$) dans le lot d'événements très périphériques, ni les autres phénomènes que nous avons étudiés, ne mettent en évidence un état résonnant bien localisé de masse inférieure à 1.4 GeV. (Les signaux observés en même temps que le K_{1400}^* ne sont pas à la même place sur les deux histogrammes (fig.7)). Il n'est cependant pas possible d'affirmer qu'aucun K^* lourd, autre que le 1400 n'est produit dans ces réactions ; en effet, le système de deux résonances cohérentes (réf.8) qui explique peut-être les distributions de masses observées dans d'autres expériences est capable de créer des structures très diverses.

Comme nous l'avons fait pour les réactions à trois corps nous pouvons tirer de l'étude de la réaction 10 ($Kn \rightarrow K^0 p \pi^- \pi^-$) une limite supérieure de la section efficace de production d'un

éventuel K^{**} d'isospin $3/2$ qui se désintégrerait en $K_{890}^* \pi$.

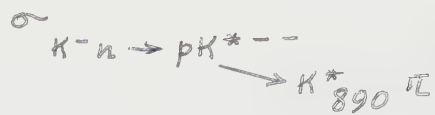
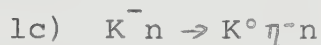
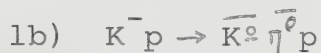
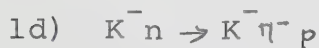


TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Distributions des masses $K\eta$ dans les réactions



Nous présentons aussi l'histogramme après l'élimination du N^* et une coupure sur l'angle de production du système $K\eta$: $0.8 > \cos \theta^* > 0.0$



Les calculs d'espace des phases tiennent compte de la production de résonances Y^* et N^* et, pour les réactions sur neutron, du fait que la cible n'est pas au repos.

Figure 2 : Distributions des masses $K\eta$ dans les réactions à quatre corps

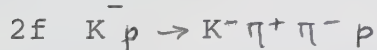


Figure 3 (dans le texte) : Déformation du spectre des masses $K^* \eta$ dans une réaction $K^- \text{nucléon} \rightarrow K^* N^*$.

Figure 4 (dans le texte) : graphe de l'effet Deck.

Figure 5 : Etude de la production périphérique du K_{890}^* dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^- p$
 $\searrow$
 $K^- \pi^+$

5a impulsion transférée du K au K^*

5b angle de désintégration du K^*

5c angle du proton final avec le proton cible dans le système où l'ensemble $p \pi^-$ est au repos.

5d masse effective $\bar{K}^{*0} \pi^-$

5e masse effective $\bar{K}^{*0} \pi^-$ pour $\cos \alpha_{pp} > 0.8$

Sur les figures 5b, 5c, 5d et 5e l'histogramme blanc correspond à la coupure $-\Delta_{K^*}^2 < 1 - (q_{\pi})^2$ l'histogramme noir à la coupure $-\Delta_{K^*}^2 > 0.5 (q_{\pi})^2$.

Figure 6 : Distributions des masses effectives $K \pi \pi$ et $K_{890}^* \pi$ dans les réactions

6a $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0 \pi^- p$

6b $K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p$

6c $K^- n \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- n$

6d $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$

6e $K^- n \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^- p$

Les courbes d'espace des phases $K_{890}^* \pi$ ne sont pas normalisées

Figure 7 : Distribution des masses $K_{890}^* \pi$ avec les coupures :

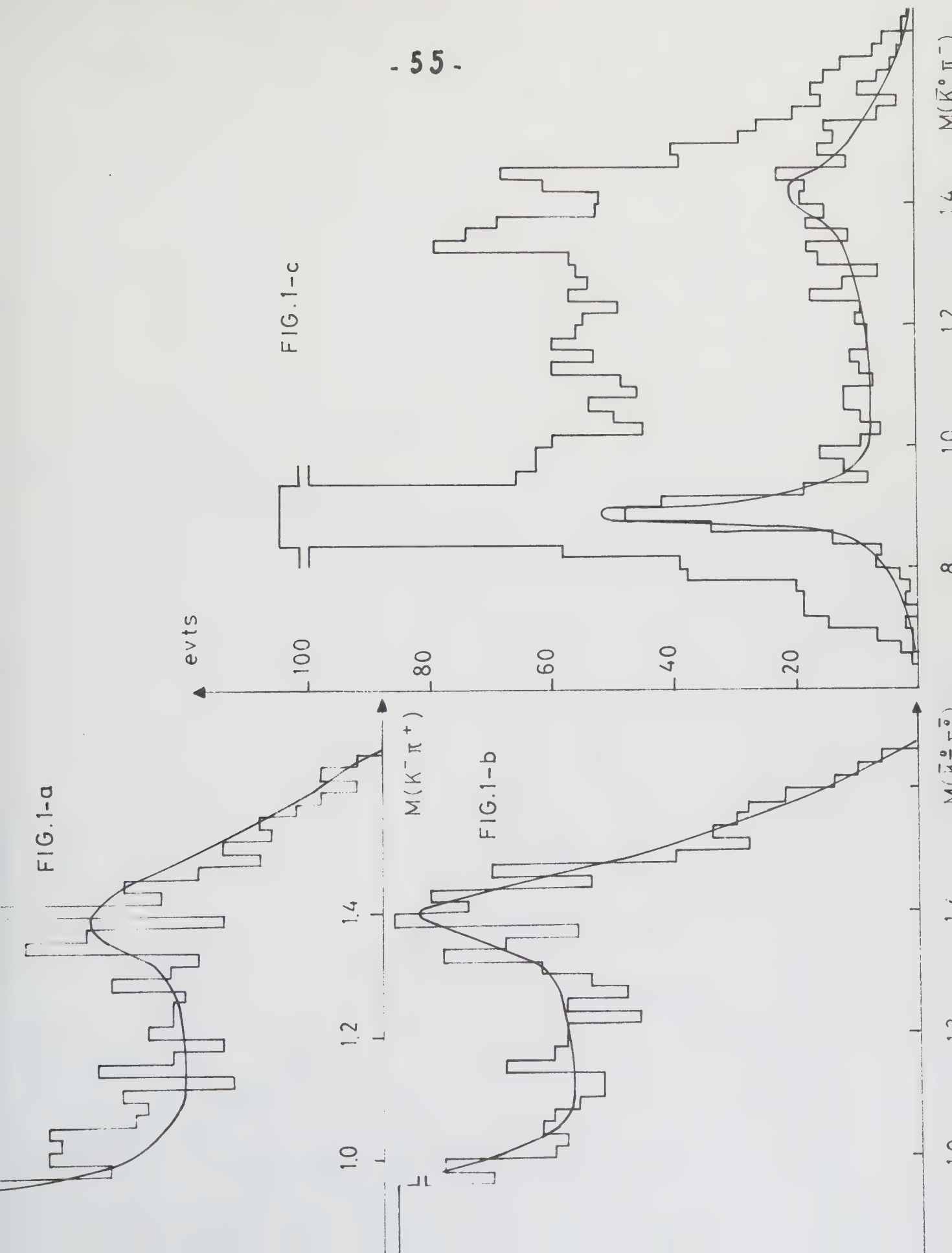
7a réactions sur neutron $0.8 > \cos \theta^* > 0.0$

7b réactions sur proton " " "

7c $K^- n \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^-$ $\cos \theta^* > 0.8$

7d $K^- p \rightarrow K^{*-} \pi^+ n$ " "

7e $K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} \pi^0 p$ " "



nombre d'événements

FIG.1 - d

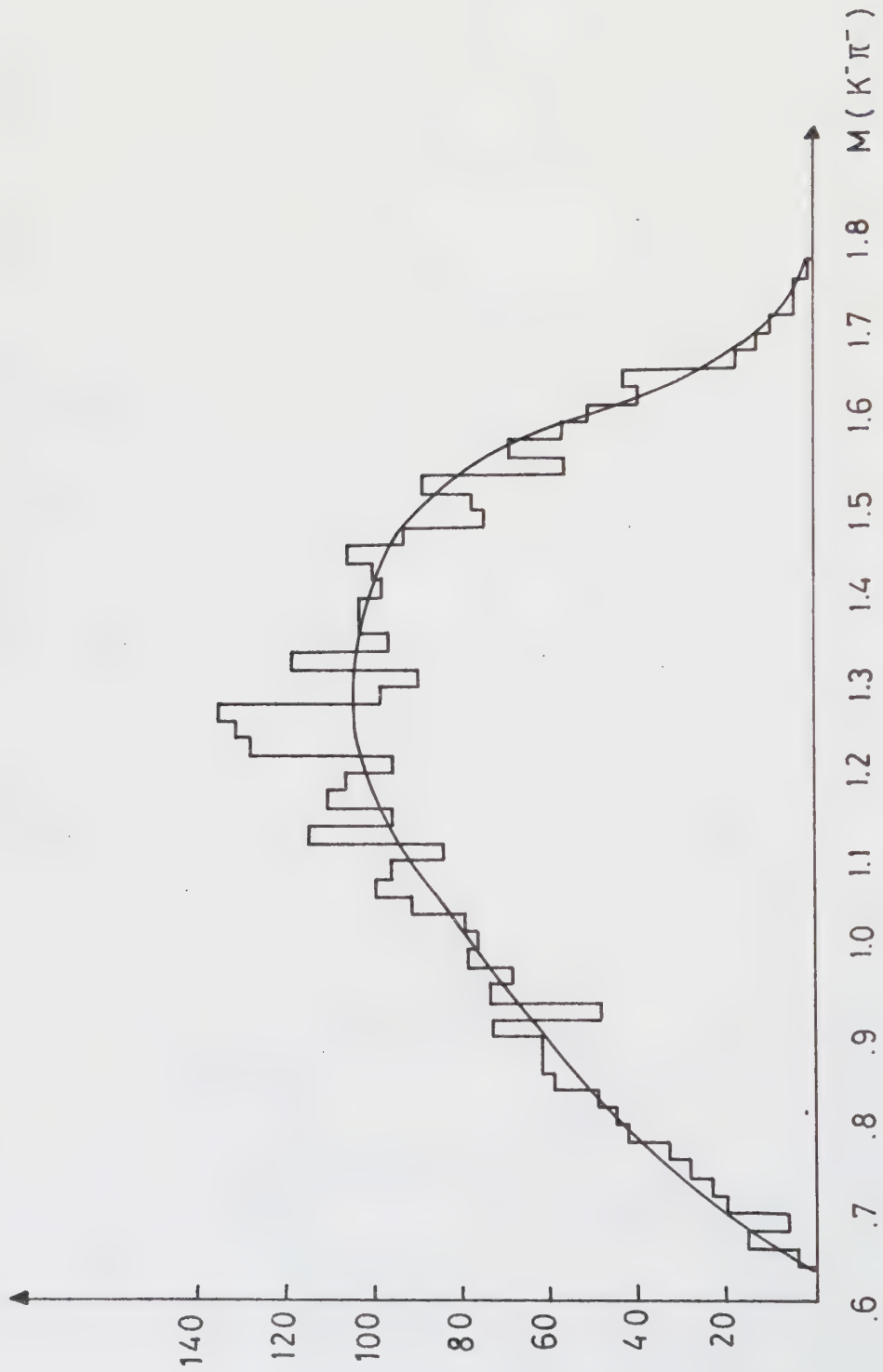


FIG.2 - b

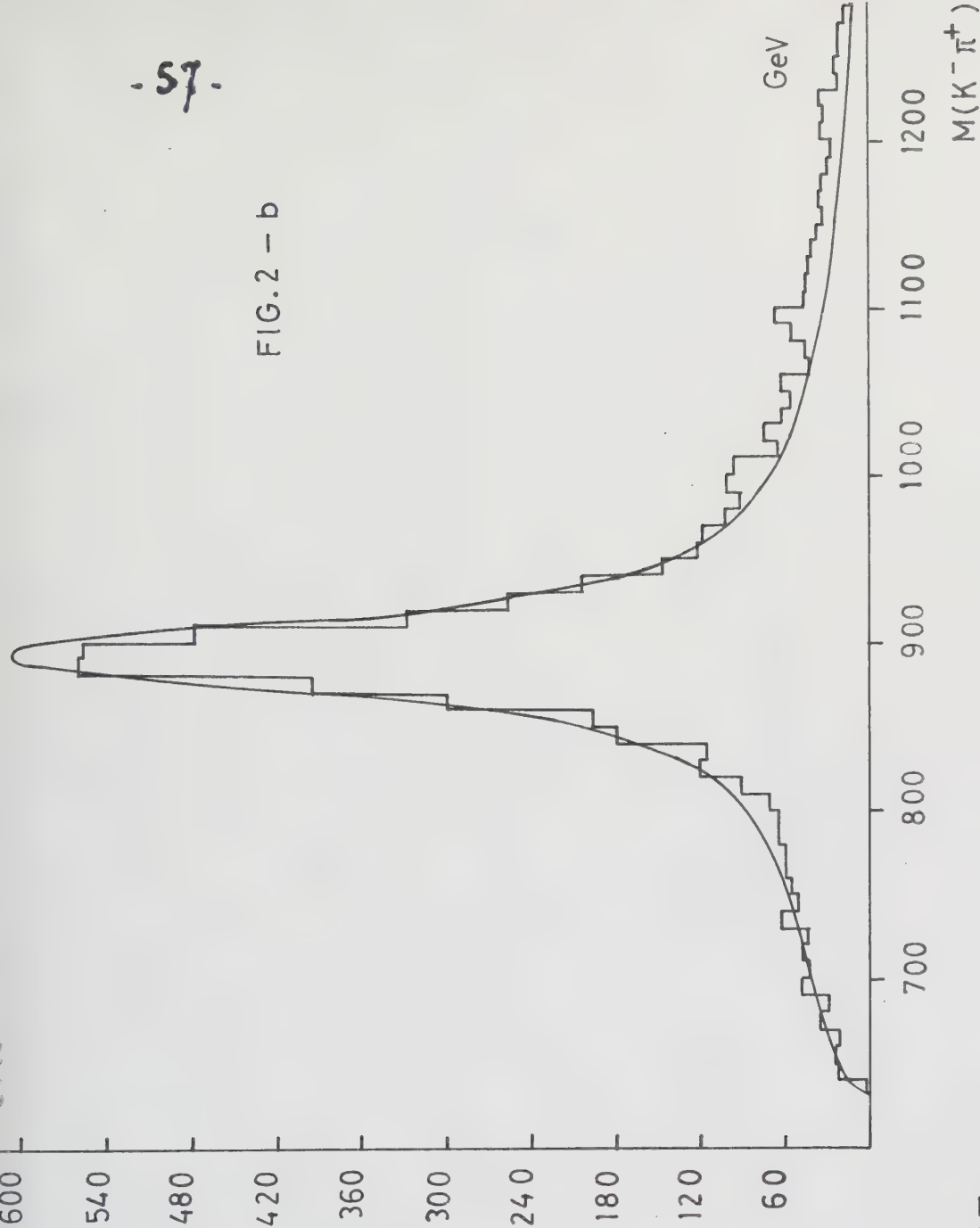


FIG.2 - a

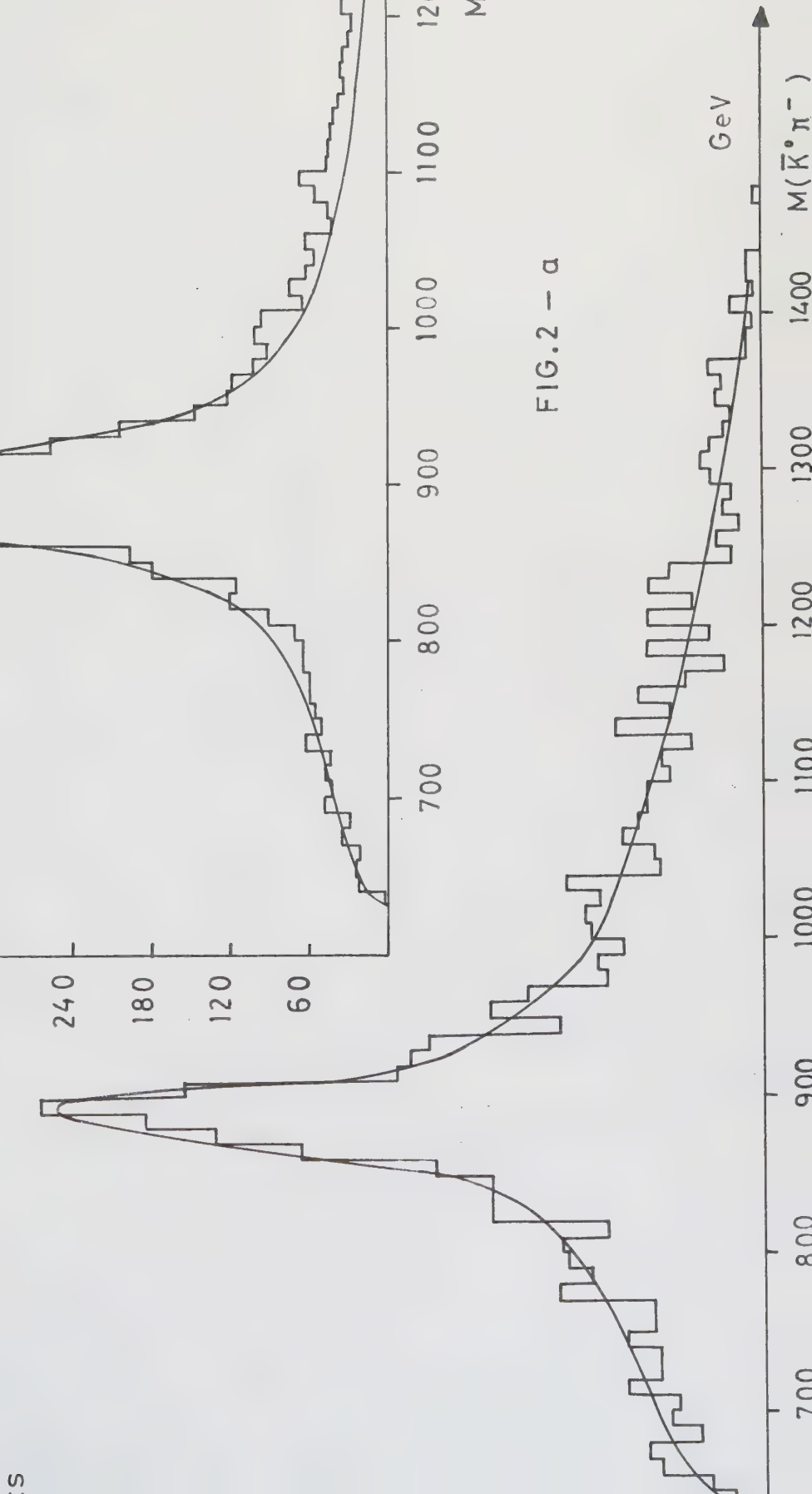


FIG.2 - c

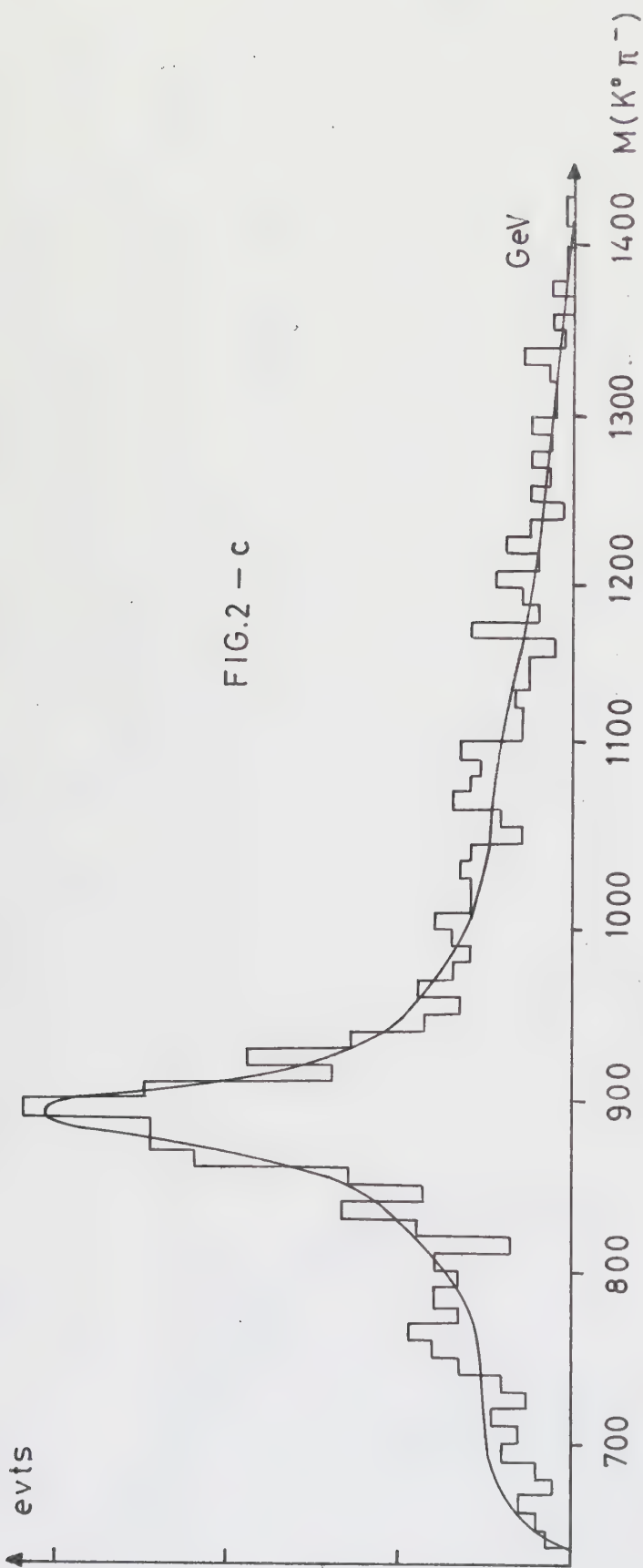


FIG.2 - d

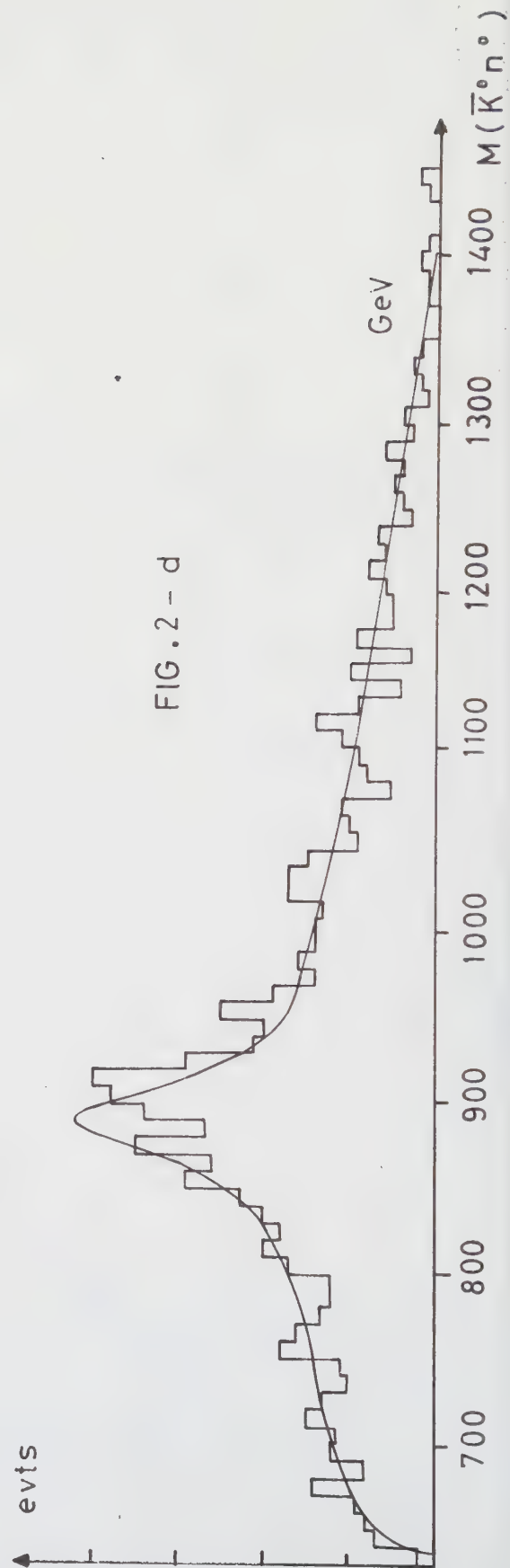


FIG.2 - e

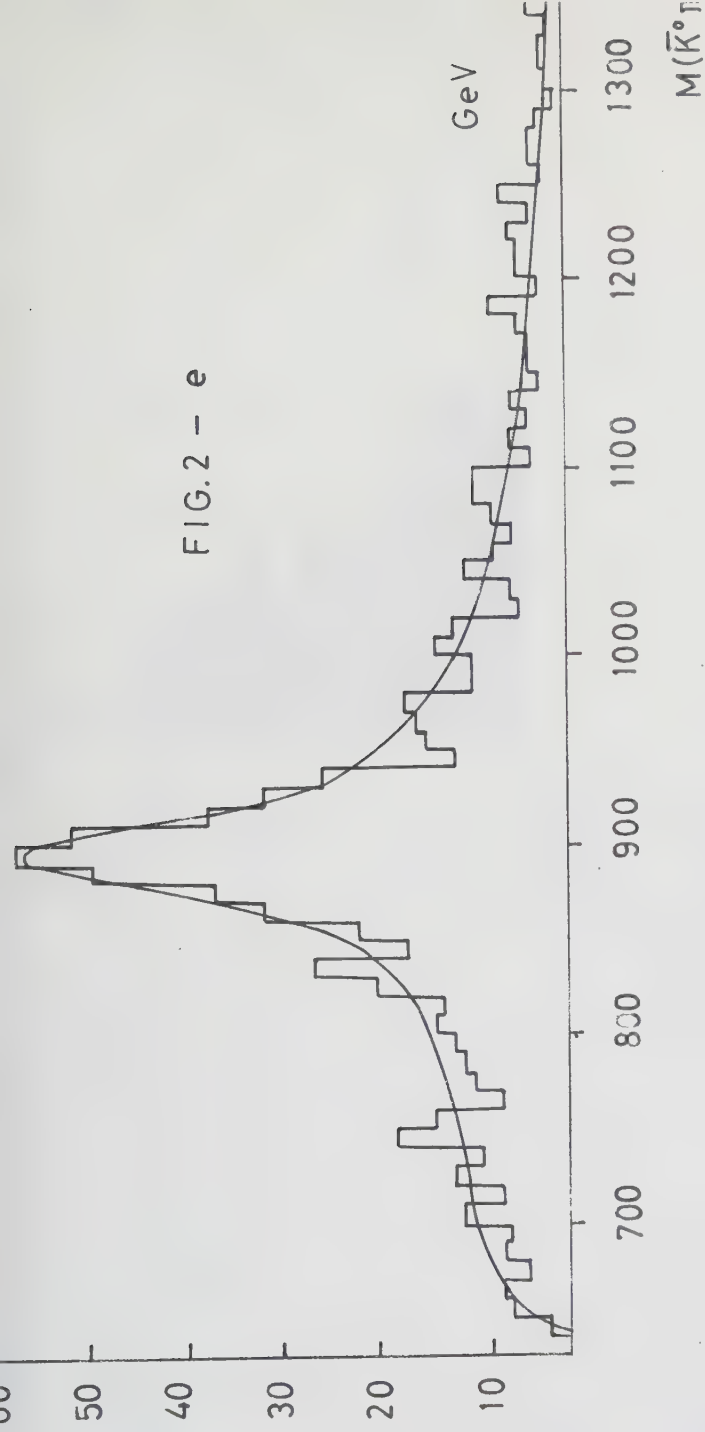
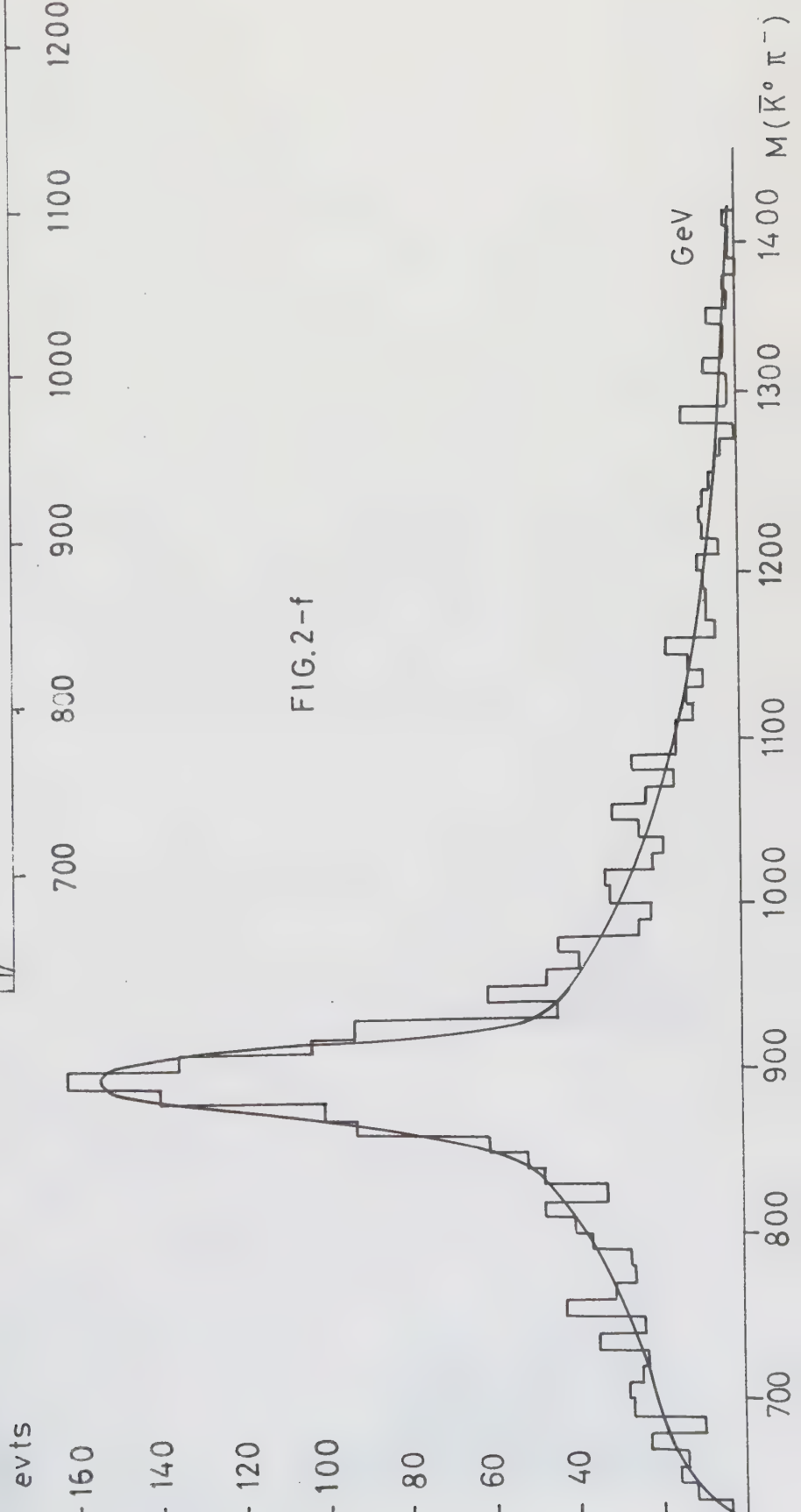


FIG.2-f



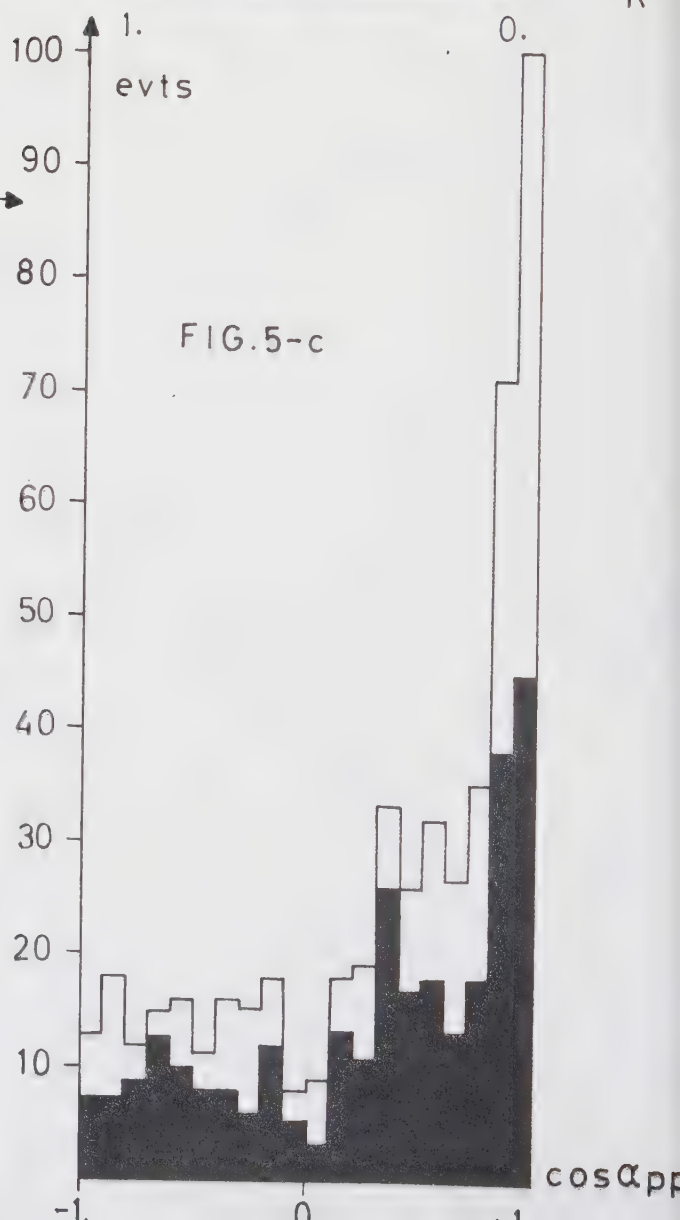
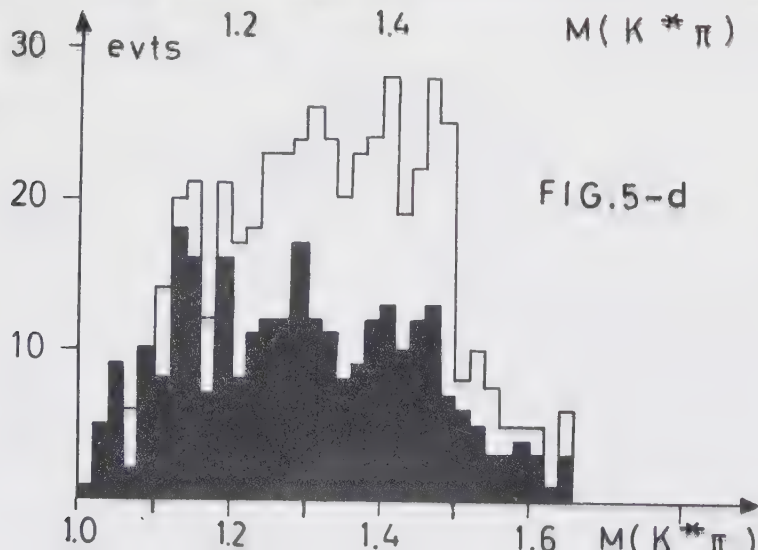
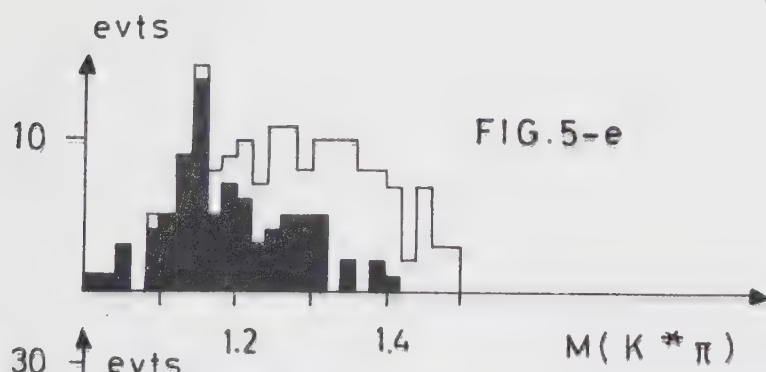
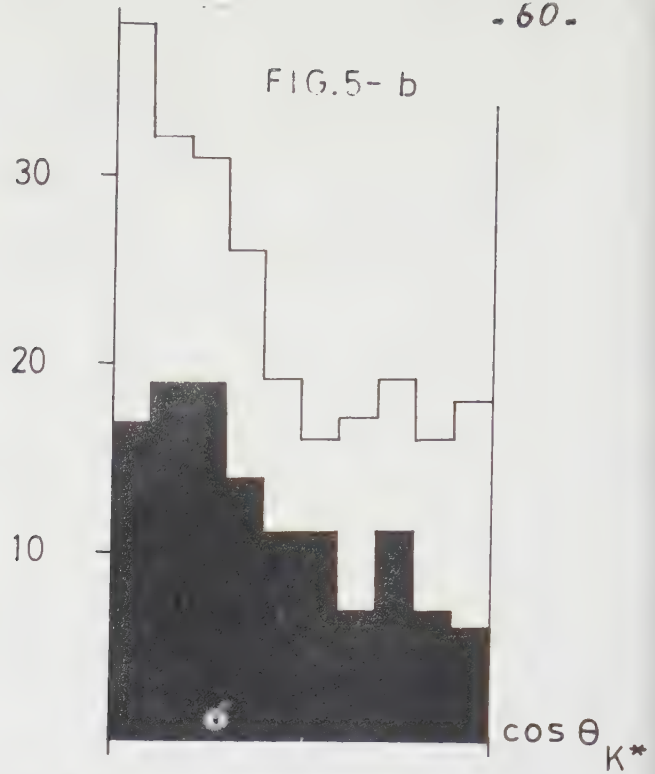
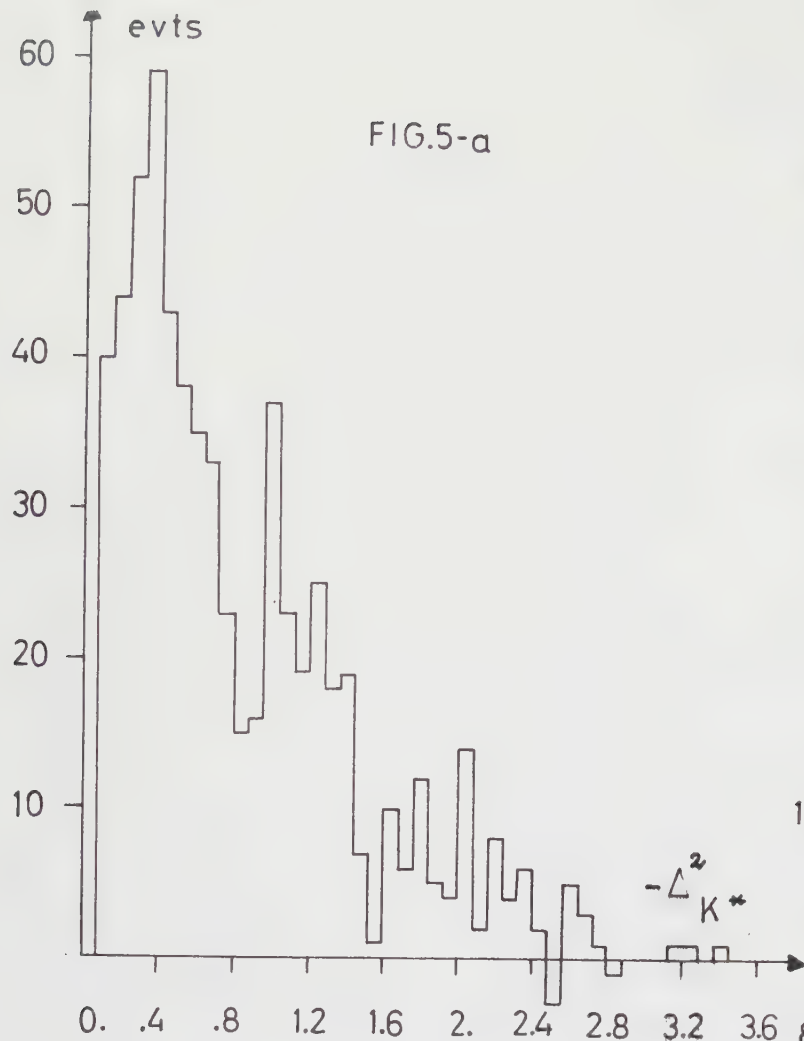


FIG. 6-b

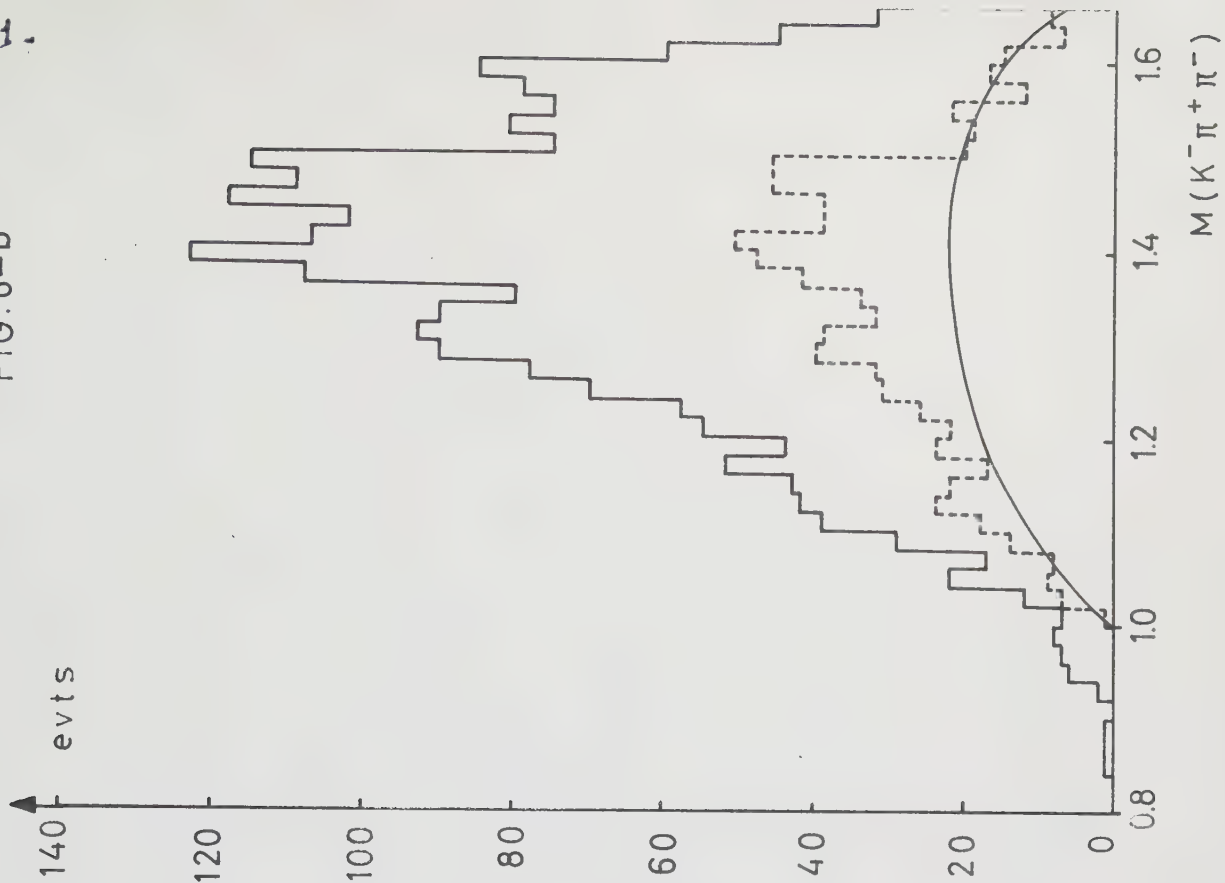


FIG. 6-a

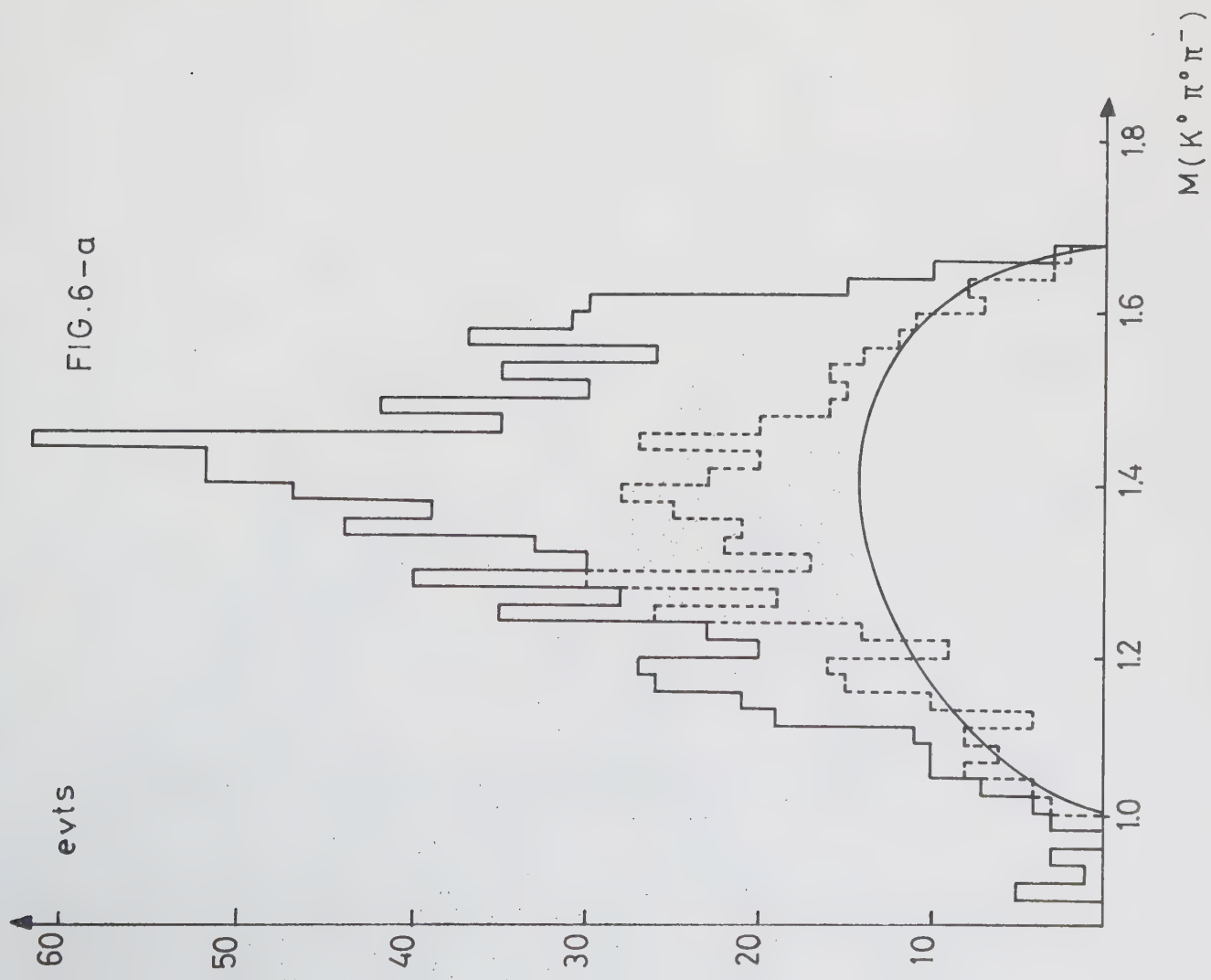
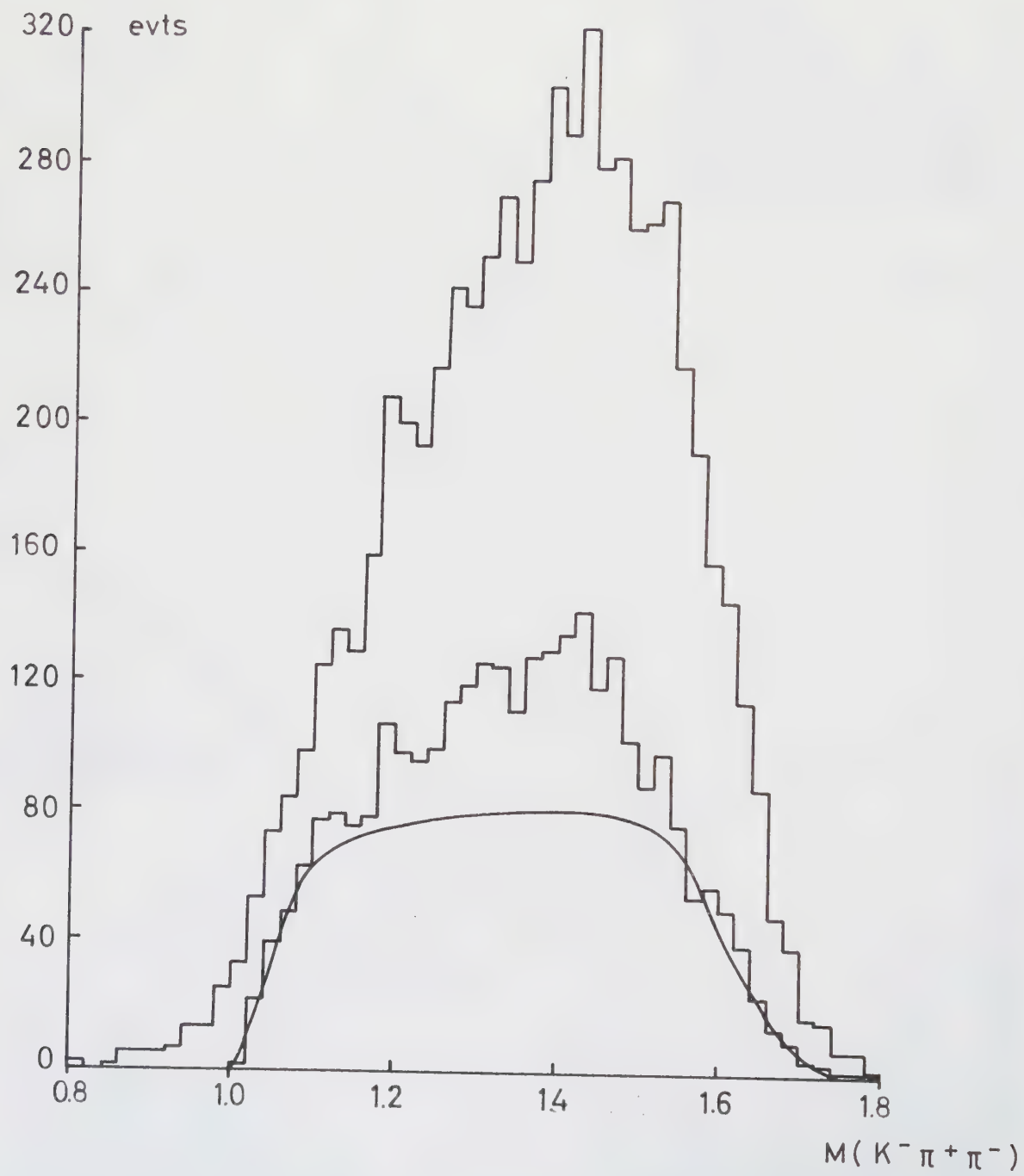


FIG.6 - c



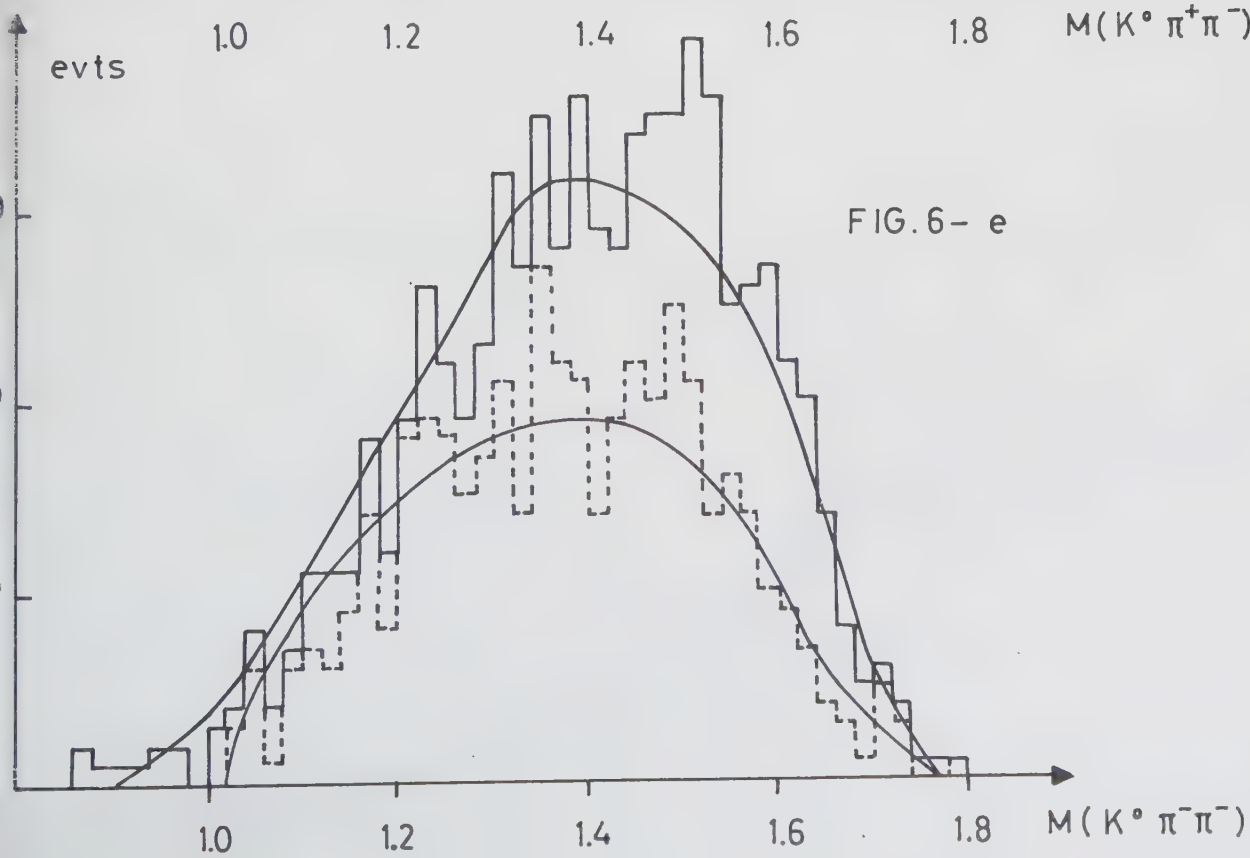
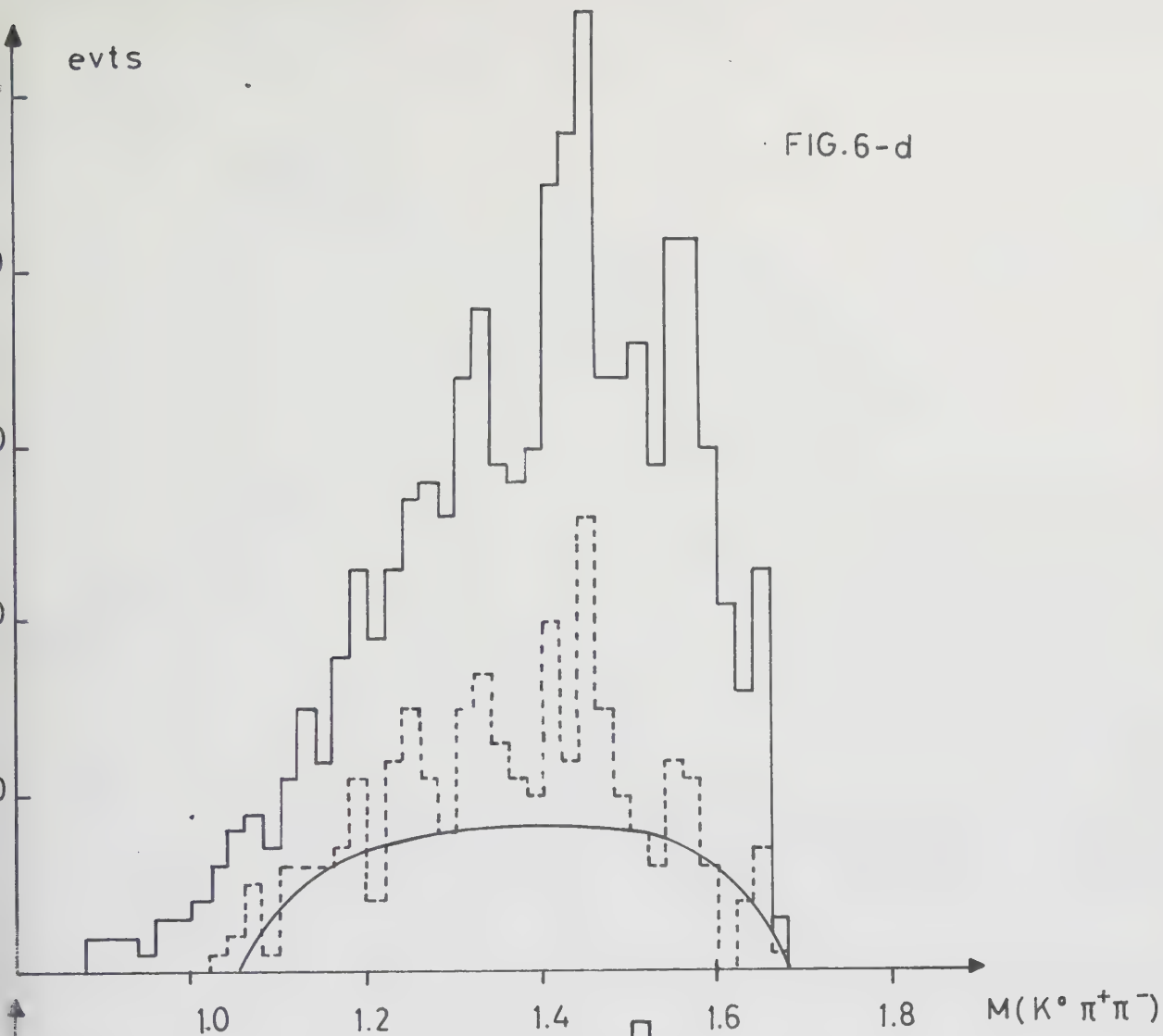


FIG. 7-b

evts

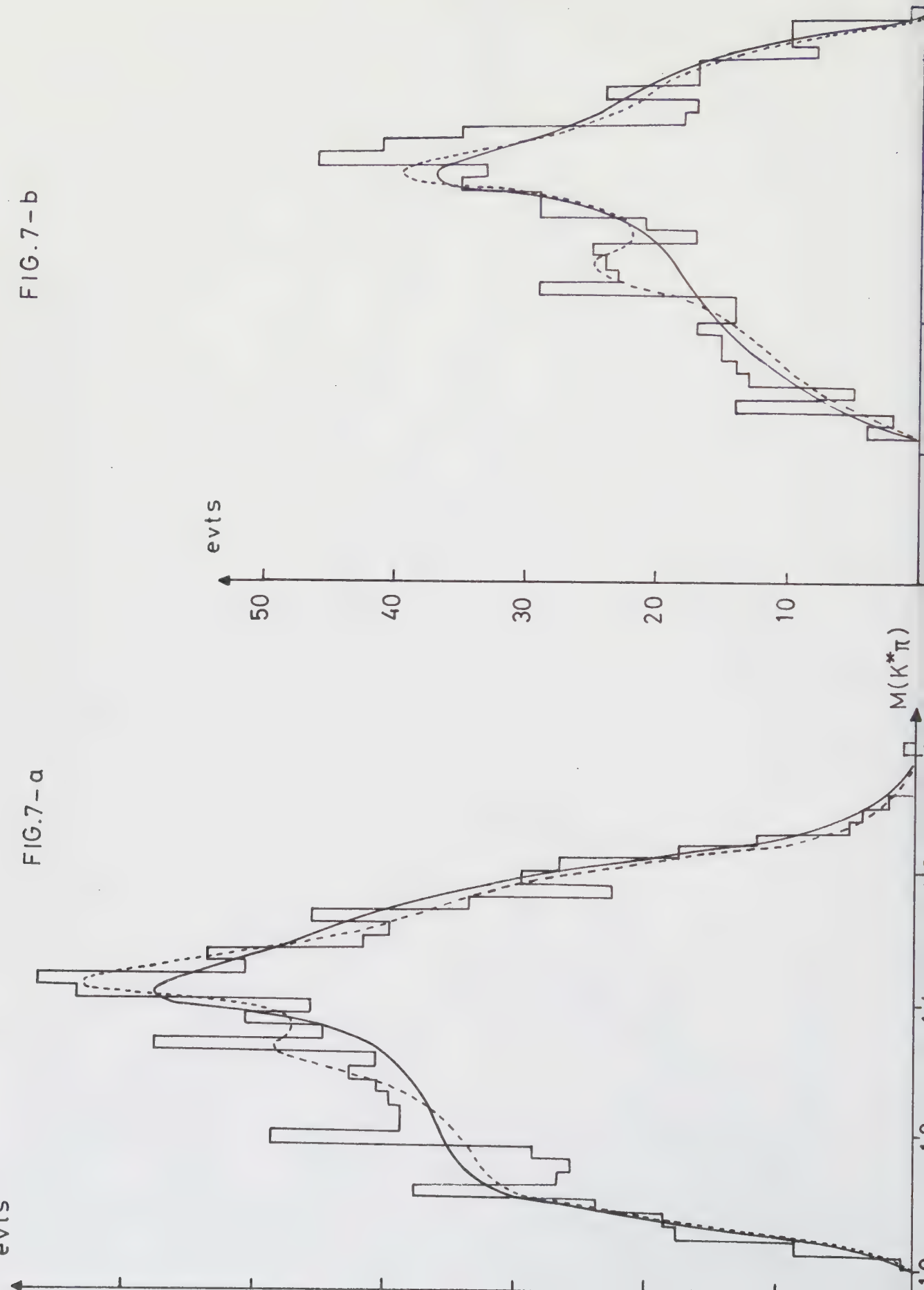
50
40
30
20
10

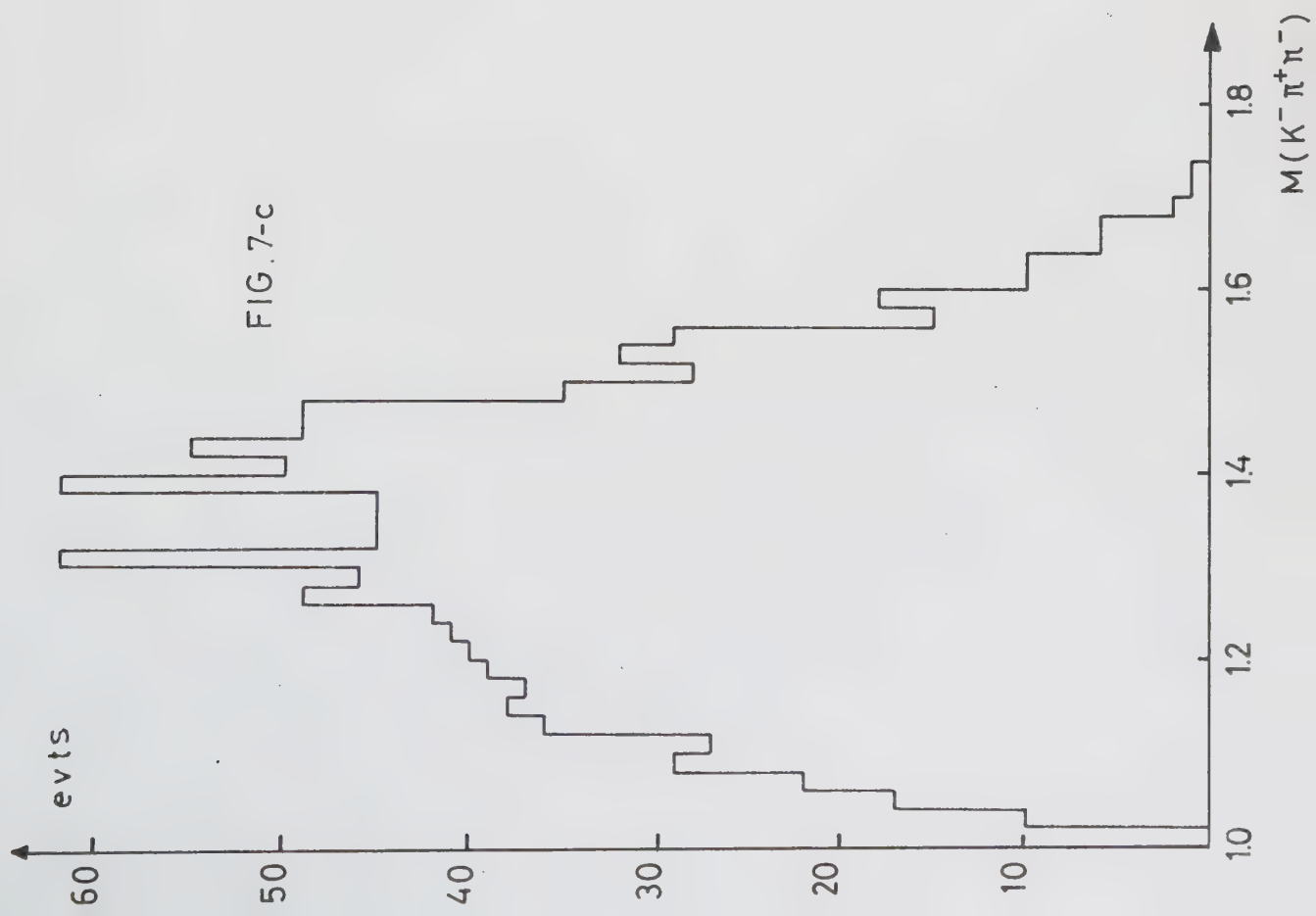
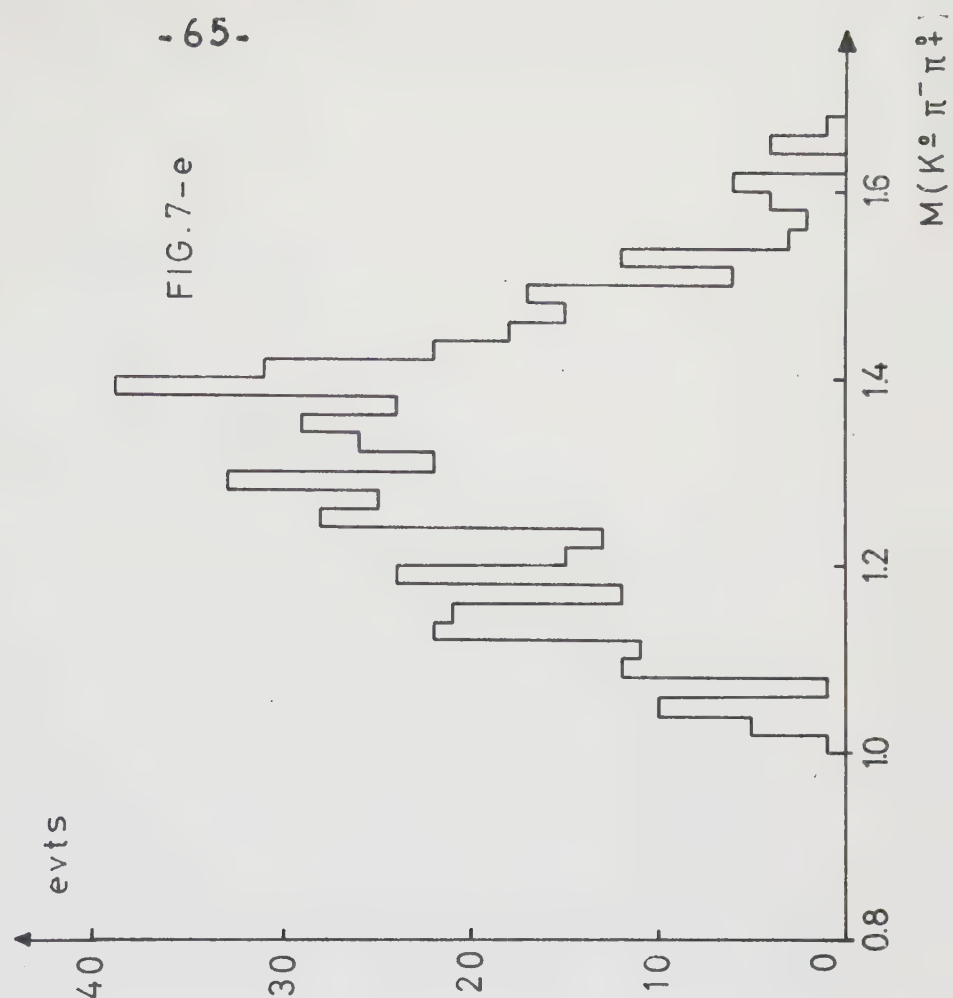
$M(K^*)$

FIG. 7-a

evts

$M(K^*\pi)$





CHAPITRE II

LE K_{890}^* ET L'INTERACTION $K\pi$ DANS L'ONDE S

L'interaction $K\pi$ dans l'onde S qui a été expliquée (réf.2) par une résonance scalaire se manifeste par une asymétrie de la distribution angulaire de désintégration K_{890}^{*0} .

Nous observerons cette asymétrie dans notre expérience : son interprétation par l'interférence d'une onde S et d'une onde P permet d'extraire, en utilisant de façon symétrique la distribution angulaire de désintégration, les éléments de la matrice densité du $\bar{K}_{890}^{*0}$ et de les utiliser en même temps que ceux du K^{*-} .

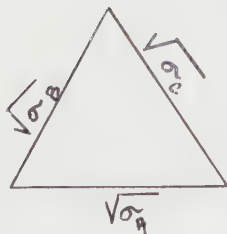
Le K_{890}^*

Les nombres quantiques et les propriétés du K_{890}^* sont bien connus. Les caractéristiques de sa production dans les réactions sur l'hydrogène à 3 GeV ont déjà été publiées (réf.9, 10, 11). Nous allons ici, analyser simultanément les trois états finaux possibles et déduire de leur comparaison un certain nombre d'informations sur le mécanisme de la réaction $K N \rightarrow K^* N$.

Les sections efficaces de production sont :

- A) $K^- p \rightarrow K^{*-} p : \sigma_A = 0.840 \pm 0.045 \text{ mb (réf.10)}$
- B) $K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} n : \sigma_B = 0.790 \pm 0.110 \text{ mb (réf.10)}$
- C) $K^- n \rightarrow K^{*-} n : \sigma_C = 0.810 \pm 0.060 \text{ mb}$

Fig. 1



Elles vérifient la relation triangulaire que l'on peut déduire de l'indépendance de charge (fig.1).

Nous allons présenter, pour chacune de ces trois réactions, la distribution angulai-

re de production (fig.2) et les éléments de la matrice densité du K^* calculés à différents angles de production (fig.3). Nous avons défini le K^* par le critère suivant : masse effective du système $K\pi$ inférieure à 0.92 GeV et supérieure à 0.86 GeV. Nous avons soustrait des distributions angulaires de production la distribution angulaire du fond évaluée dans une région de contrôle. Dans les trois réactions le fond sous le K^* est d'ailleurs peu important.

Pour évaluer les éléments de la matrice densité nous avons utilisé une méthode de moments (app.1). La perturbation de ces moments par l'influence d'un fond incohérent est faible mais difficile à évaluer; nous avons augmenté de 20 % les erreurs statistiques pour en tenir compte. Dans la réaction 4 ($K^- n \rightarrow K^{*-} n$) où une grande partie du fond est formée de N_{1236}^* nous avons pu l'éliminer par une coupure sur l'angle de désintégration du K^* par rapport à sa ligne de vol ($\cos\varphi > -0.5$); ce qui revient à supprimer le bas du diagramme de Dalitz. Nous avons remplacé les événements rejetés par les symétriques des événements tels que $\cos\varphi > 0.5$. Notons que, si l'on ne fait pas cette coupure, l'effet du fond de N_{1236}^* apparaît essentiellement sur la distribution de l'angle azimuthal de désintégration.

L'importance d'une interférence entre le K^* et le fond peut être plus grande; toutefois les moments utilisés pour mesurer les coefficients ρ_{mm} ont des propriétés de symétrie telles que le terme d'interférence d'une onde S et d'une onde P, en particulier, n'affecte pas leur évaluation.

Nous avons vérifié (fig.3) que les éléments de la matrice densité obéissaient aux conditions de positivité, (voir app.1) qui s'écrivent dans le cas d'un spin 1 :

$$|\rho_{1-1}| \leq \rho_{11} \quad \text{et} \quad |\rho_{10}| \leq \sqrt{\frac{\rho_{00} (\rho_{11} - \rho_{1-1})}{2}}$$

Les valeurs des quantités $\sqrt{\frac{\rho_{00} (\rho_{11} - \rho_{1-1})}{2}} - |\rho_{10}|$ et $\rho_{11} \pm \rho_{1-1}$ sont prédites par certains modèles, du type des modèles d'échange de trajectoires de Regge, (réf.12, 13) mais il n'est pas évident que ce genre de modèle soit applicable pour une énergie de 3 GeV du méson K^- incident, à la réaction :



Mécanisme de production du K^{*-} 890

Les réactions à deux corps à haute énergie se font généralement par des mécanismes d'échange qui donnent à ces réactions un caractère périphérique. Il est donc intéressant de les analyser en termes de nombres quantiques de la voie croisée :

Un échange d'isospin 0 ne contribue pas à la réaction B ($K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} n$) et donne des amplitudes opposées pour les réactions A et C. Un échange d'isospin 1 donne, en section efficace des contributions $\sigma_A / \sigma_B / \sigma_C = 1 / 4 / 1$ et des amplitudes égales pour les réactions A et C.

On peut ainsi définir des sections efficaces de réaction pour les isospins 0 et 1 dans la voie t.

$$\sigma_{(I=1)_t} = \sigma_B \quad \sigma_{(I=0)_t} = 2(\sigma_A + \sigma_C) - \sigma_B$$

et des sections efficaces différentielles ;

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{(I=1)_t} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_B, \quad \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{(I=0)_t} = 2 \left[\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_A + \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_C \right] - \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_B$$

ces dernières sont présentées par la figure 4 et :

$$\sigma_{(I=1)_t} = 0.790 \pm 0.110 \text{ mb}$$

$$\sigma_{(I=0)_t} = 2.510 \pm 0.190 \text{ mb}$$

On peut former les mêmes combinaisons avec les quantités $\rho_{mm} \frac{d\sigma}{dt}$ mais les erreurs expérimentales sont trop grandes pour qu'elles soient utilisables. Cependant, les éléments de matrice densité de la réaction B correspondent à $(I=1)_t$ dans la voie t, ceux des réactions A et C à $(I=0)_t$ avec une contribution d'environ 1/4 de $(I=1)_t$.

Les courbes de sections efficaces différentielles (fig. 4) ont des formes très dissemblables pour $I=1$ et $I=0$. D'autre part les coefficients ρ_{11} et ρ_{1-1} sont plus grands dans les réactions A ($K^- p \rightarrow K^{*-} p$) et C ($K^- n \rightarrow K^{*-} n$) que dans la réaction B ($K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0} n$) ce phénomène est particulièrement sensible dans la région de la distribution angulaire ($0.8 < \cos \theta^* < 0.9$) où la contribution de l'amplitude d'isospin 1 aux réactions A et C est faible. Comme, dans tous les modèles d'échange (app.1); l'échange d'un système de parité naturelle donne essentiellement des K^* d'hélicité ± 1 (ρ_{11} grand), les

différences que nous venons d'observer entre les réactions suggèrent que l'isospin $I=0$ dans la voie croisée est lié à la parité naturelle et l'isospin $I=1$ à la parité non naturelle. En se limitant aux premiers octets de mésons, l'interprétation la plus simple du mécanisme de la réaction est l'échange de deux particules : le ω ($I=0, J^P=\bar{1}$) et le η ($I=1, J^P=\bar{0}$).

Deux autres faits confirment cette hypothèse :

- Dans les réactions de production cohérente du K^* : $K^-d \rightarrow K^{*-}d$ (réf.14), l'alignement du K^* est caractéristique d'un échange de méson vecteur. Ce résultat, dans le cadre de l'approximation impulsive, peut s'étendre à l'amplitude de la réaction sur nucléon qui a l'isospin 0 dans la voie croisée.

- Dans la réaction B ($K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}n$), on observe une interaction $K\eta$ dans l'onde S cohérente avec l'onde P du K^* qui s'explique par un mécanisme d'échange de π .

Par une analyse qualitative nous arrivons donc à la conclusion que, à l'énergie de notre expérience, la production de K^* s'explique par l'échange de π et de ω ; l'échange de ω étant prépondérant dans les réactions A ($K^-p \rightarrow K^{*-}p$) et ($K^-n \rightarrow K^{*-}n$).

Pour donner des résultats plus précis, il est nécessaire d'utiliser un modèle théorique. Donohue (réf.15) a analysé les réactions $K^{\pm}p \rightarrow K^{*\pm}p$ dans le cadre d'un modèle d'échange de mésons avec corrections d'absorption. Ses conclusions sont analogues aux nôtres. Son modèle donne en outre, une prédiction intéressante sur l'interférence des contributions d'échange de π et d'échange de ω aux réactions A et C : cette in-

terférence modifie la forme de la distribution angulaire de production aux angles très faibles et doit être constructive dans l'une des réactions et destructive dans l'autre. Nous observons effectivement (fig.2) un effet de ce genre : dans la réaction C ($K^- n \rightarrow K^{*0} n$) la section efficace différentielle croît régulièrement jusqu'à $\cos \theta^* = 1$, dans la réaction A ($K^- p \rightarrow K^{*0} p$) elle redescend légèrement vers l'avant. La distribution angulaire de la réaction C risque d'être perturbée par le moment de Fermi du neutron et l'ambiguïté avec les réactions cohérentes sur deutérium mais ces perturbations ne sont pas très importantes et devraient avoir tendance à émousser le pic de la distribution angulaire et donner par conséquent une distribution angulaire réelle encore plus aigüe. Le signe de l'interférence est lié au signe du rapport de constantes de couplages

$$\chi = \frac{G_{pp\omega}^V}{G_{pp\pi}} \frac{g_{K^*K\omega}}{g_{K^*K\pi}} \quad (\text{réf.15}). \text{ Dans l'analyse de Donohue (réf.15)}$$

on trouve une solution avec χ négatif et une solution avec χ positif cette dernière donnant un χ^2 plus faible.

L'effet que nous observons est en faveur de la première solution (χ négatif) qui est conforme aux prédictions de SU 6 (réf.16).

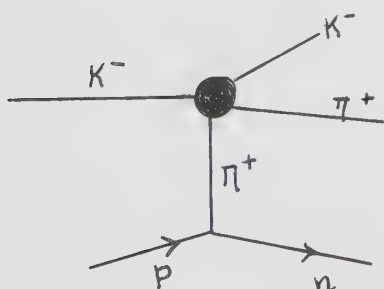
La réaction $K^- p \rightarrow \overline{K}^{*0} n$ et l'interaction $K\pi$ dans l'onde S

On observe, dans la réaction B ($K^- p \rightarrow \overline{K}^{*0} n$), une forte asymétrie de la distribution angulaire de désintégration du K^* (fig.5). La variation significative de cette asymétrie avec la masse $K\pi$ et l'observation d'effets analogues dans différentes réactions de production de K^{*0} ou de $\overline{K}^{*0}$ ($K^+ p \rightarrow N^{*++} K^{*0}$ (réf.2)

$K^+ n \rightarrow K^{*0} p$ (réf.18)) permettent de croire qu'il ne s'agit pas d'un biais expérimental. La comparaison avec la réaction C, $K^- n \rightarrow K^{*-} n$ où le fond de N^* est plus abondant élimine l'hypothèse d'une interférence entre les productions de K^* et de N^* . Cet effet semble lié au caractère périphérique de la production de K^* car l'asymétrie n'est importante qu'aux petits angles de production : $\alpha = -0.07 \pm 0.12$ pour $0. < \cos \theta^* < 0.8$ et $\alpha = 0.40 \pm 0.08$ pour $0.8 < \cos \theta^* < 1$. (Dans la réaction C $K^- n \rightarrow K^{*-} n$ l'asymétrie est $\alpha = 0.15 \pm 0.05$ pour $0.8 < \cos \theta^* < 1.0$)

Il peut s'expliquer par le mécanisme d'échange de π que symbolise la figure 7 si, dans l'amplitude de diffusion

Fig.2



$K\pi$ qui représente le vertex du haut, il existe simultanément une onde S et une onde P:

Le terme d'interférence $\sin \delta_S \sin \delta_P \cos (\delta_S - \delta_P) - \gamma_1^0$ produit l'asymétrie observée si le déphasage δ_S varie lentement et passe par $\pi/2$ un peu après 1 GeV.

Nous ne disposons pas d'un assez grand nombre d'événements pour faire une analyse détaillée de ce phénomène. Nous allons simplement montrer que nos résultats sont compatibles avec l'interprétation donnée dans l'analyse de la réaction $K^+ p \rightarrow K^{*0} N^{*++}$ à 7.3 GeV (réf.2). (Il existe une résonance $K\pi$ scalaire d'isospin 1/2 large de plusieurs centaines de MeV dont la masse est voisine de 1.1 GeV) :

- La variation de l'asymétrie en fonction de la masse $K\eta$ est en accord avec la courbe obtenue dans la référence 2 en représentant les amplitudes du K_{890}^* et du K_{1400}^* par des amplitudes de Breit-Wigner (fig.5).

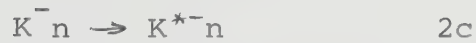
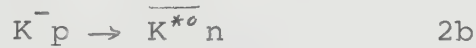
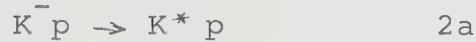
- Si l'on admet que la distribution des masses effectives des systèmes $K^-\eta^+$ produits vers l'avant représente la variation de la section efficace de diffusion $K^-\eta^+$ en fonction de l'énergie, les hauteurs de l'histogramme aux sommets des K_{890}^* , et K_{1400}^* sont respectivement proportionnelles à $3 \cdot (4/9) \cdot (4\eta^2)$ et $5 \cdot (0.5)^2 \cdot (4/9) \cdot (4\eta^2)$ (en prenant l'élasticité du K_{1400}^* égal à 0.5). Dans l'hypothèse d'une résonance scalaire élastique la hauteur de l'histogramme à la résonance doit être proportionnelle à $4/9 (4\eta^2)$. Dans l'hypothèse d'une onde complètement inélastique la section efficace de l'ensemble des réactions inélastiques est $2/3 (\eta^2)$, la première voie inélastique ouverte pour un système 0^+ est $K\eta\eta\eta$. La figure 6 montre les distributions de masses des systèmes $K^-\eta^+$ (dans la réaction $K^-\rho \rightarrow K^-\eta^+$) et $K^-\eta^+\eta^+\eta^-$ (dans la réaction $K\rho \rightarrow nK^-\eta^+\eta^+\eta^-$) (avec une coupure $\cos \theta^* > 0.8$ qui assure que le mécanisme d'échange de η est prépondérant) et les courbes de sections efficaces maximales normalisées au sommet du K_{890}^* . On voit, sur cette figure, que l'hypothèse d'une résonance élastique est plus vraisemblable que celle d'une onde absorbante.

Cette analyse est certainement trop qualitative pour prouver vraiment l'existence d'une résonance $K\eta$ dans l'onde S, il semble néanmoins sûr que les asymétries observées dans les différentes expériences (réf. 2, 18, 17) sont de même nature et liées à l'amplitude de diffusion d'un K par un η dans l'onde S.

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : (dans le texte) Relation triangulaire

Figure 2 : Distributions angulaires de production du K_{890}^* dans les réactions :



Le détail du pic avant ($\cos \theta^* > 0.8$) est représenté à part

Figure 3 : Les éléments de la matrice densité du K_{890}^* en fonction de l'angle de production dans les réactions :



Figure 4 : La section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$ pour les isospins 0 et 1 dans la voie croisée.

Figure 5 : Variation de l'asymétrie de la distribution angulaire de désintégration du système ($K^- \eta^+$) en fonction de sa masse. L'angle de production est tel que $\cos \theta^* > 0.8$.

Figure 6 : 6a) Distribution des masses des systèmes $K^- \eta^+$ produit vers l'avant ($\cos \theta^* > 0.8$). La courbe en trait plein indique la section efficace maximum pour une résonance scalaire, la courbe en pointillé la section efficace maximum pour une résonance de spin 2 et d'élasticité 0,5.

6b) Distribution des masses des systèmes $K^- \pi^+ \eta^+ \eta^-$ (en pointillé). Les systèmes produits vers l'avant ($\cos \theta^* > 0.8$) sont indiqués en trait plein.

La courbe représente la section efficace maximum pour l'ensemble des réactions inélastiques dans le cas d'une onde S' (la courbe en pointillé correspond au quart de la hauteur de la courbe en trait plein).

Figure 7 : (dans le texte) Graphe d'échange de η .

FIG.2 - a

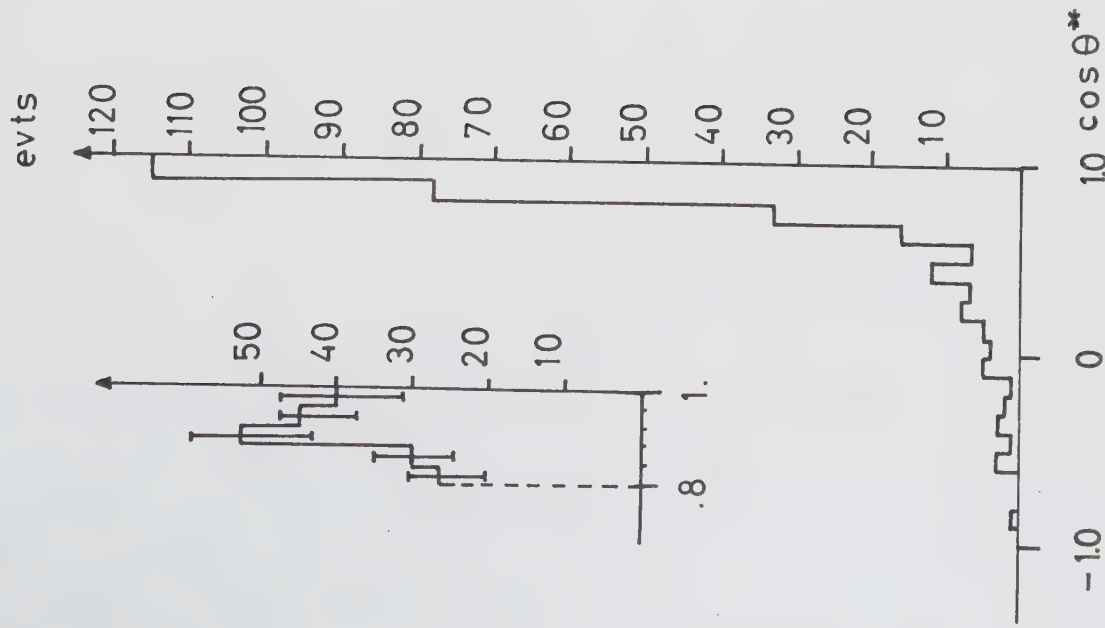


FIG.2 - b

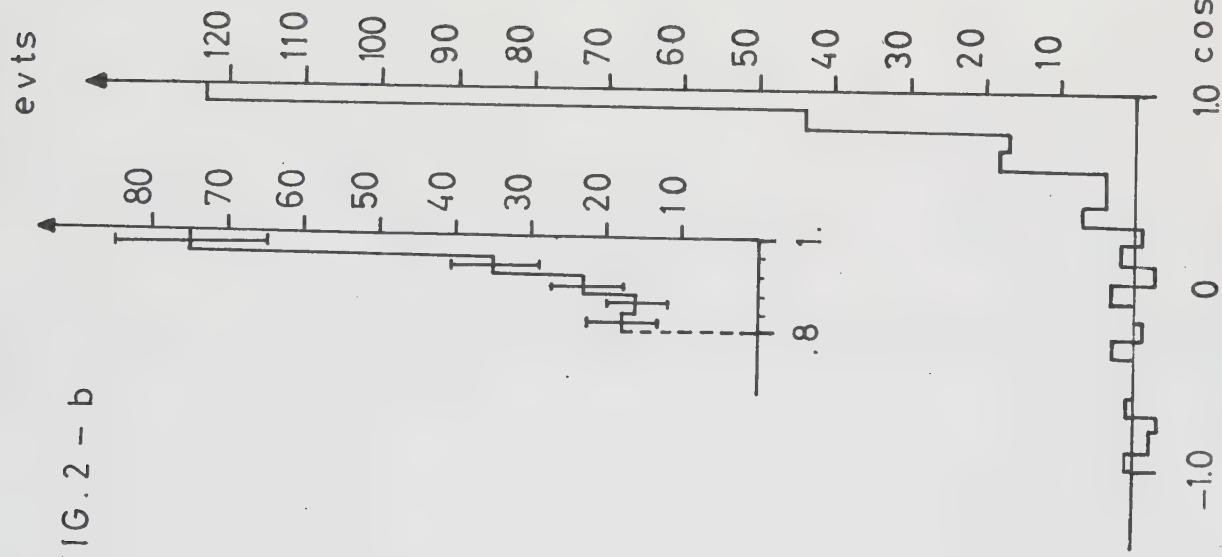
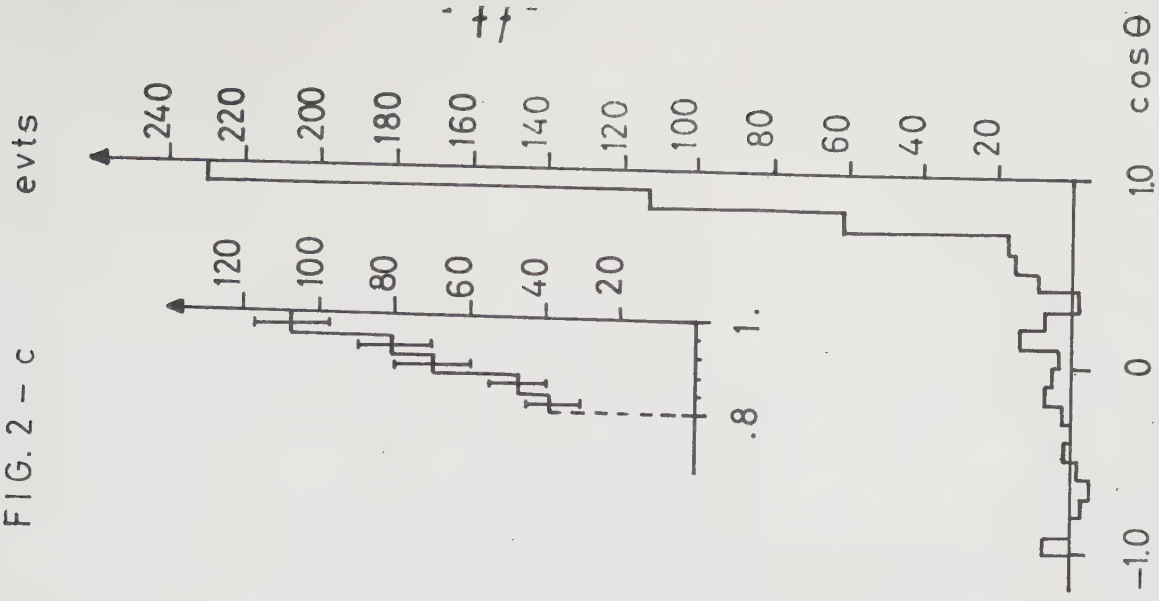


FIG.2 - c



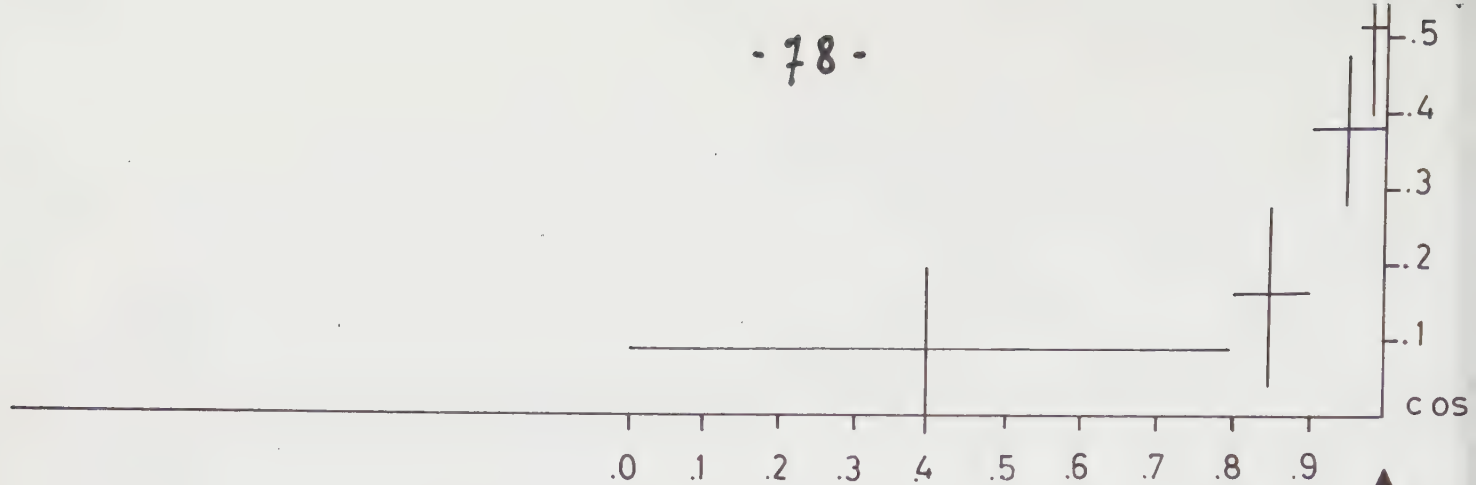


FIG. 3-a

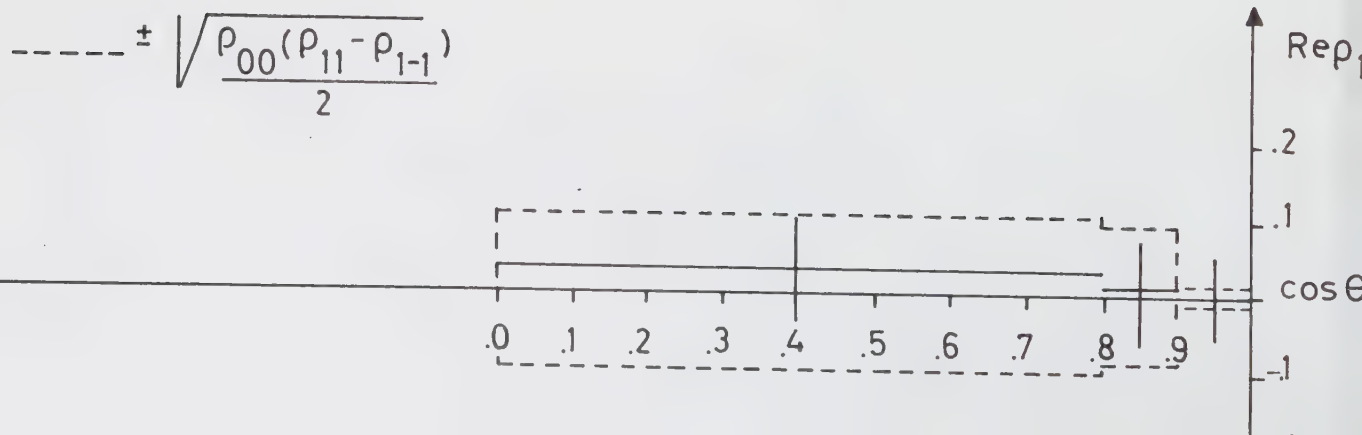
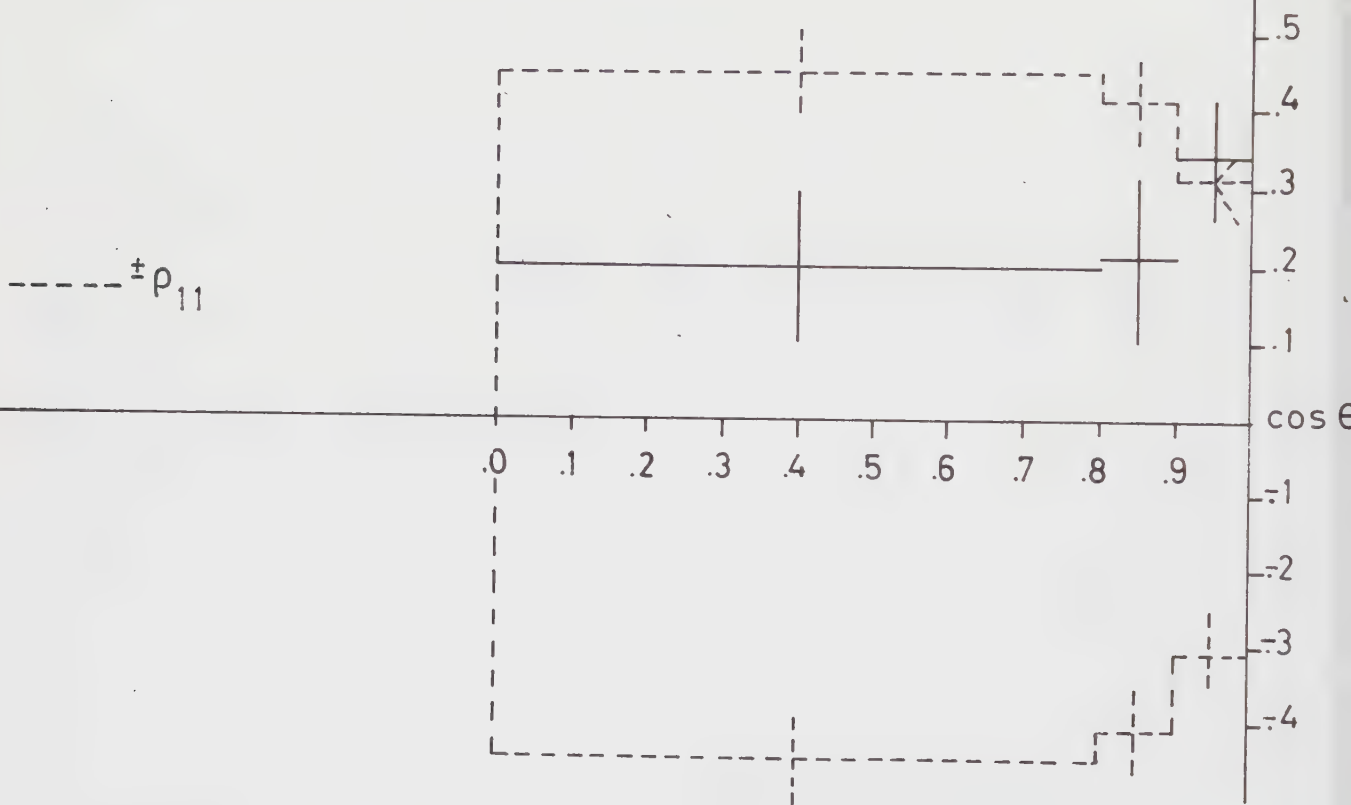
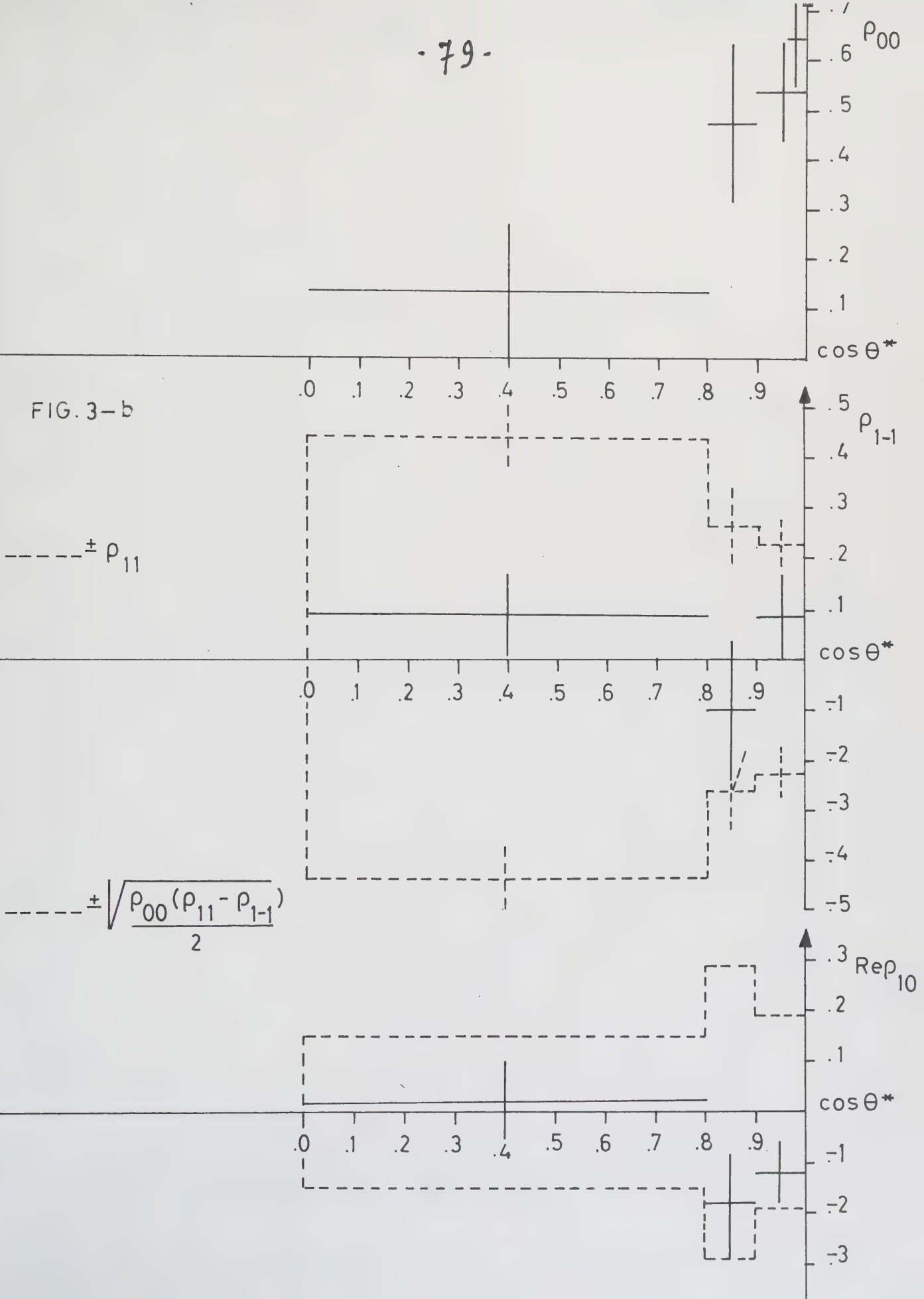


FIG. 3-b



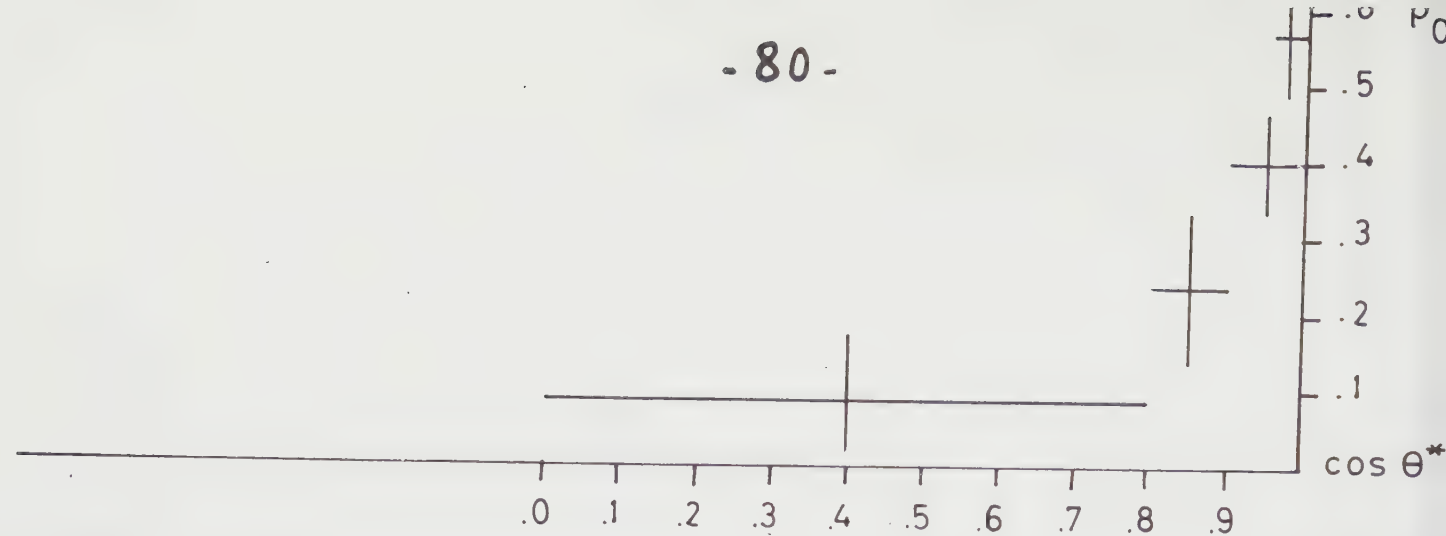
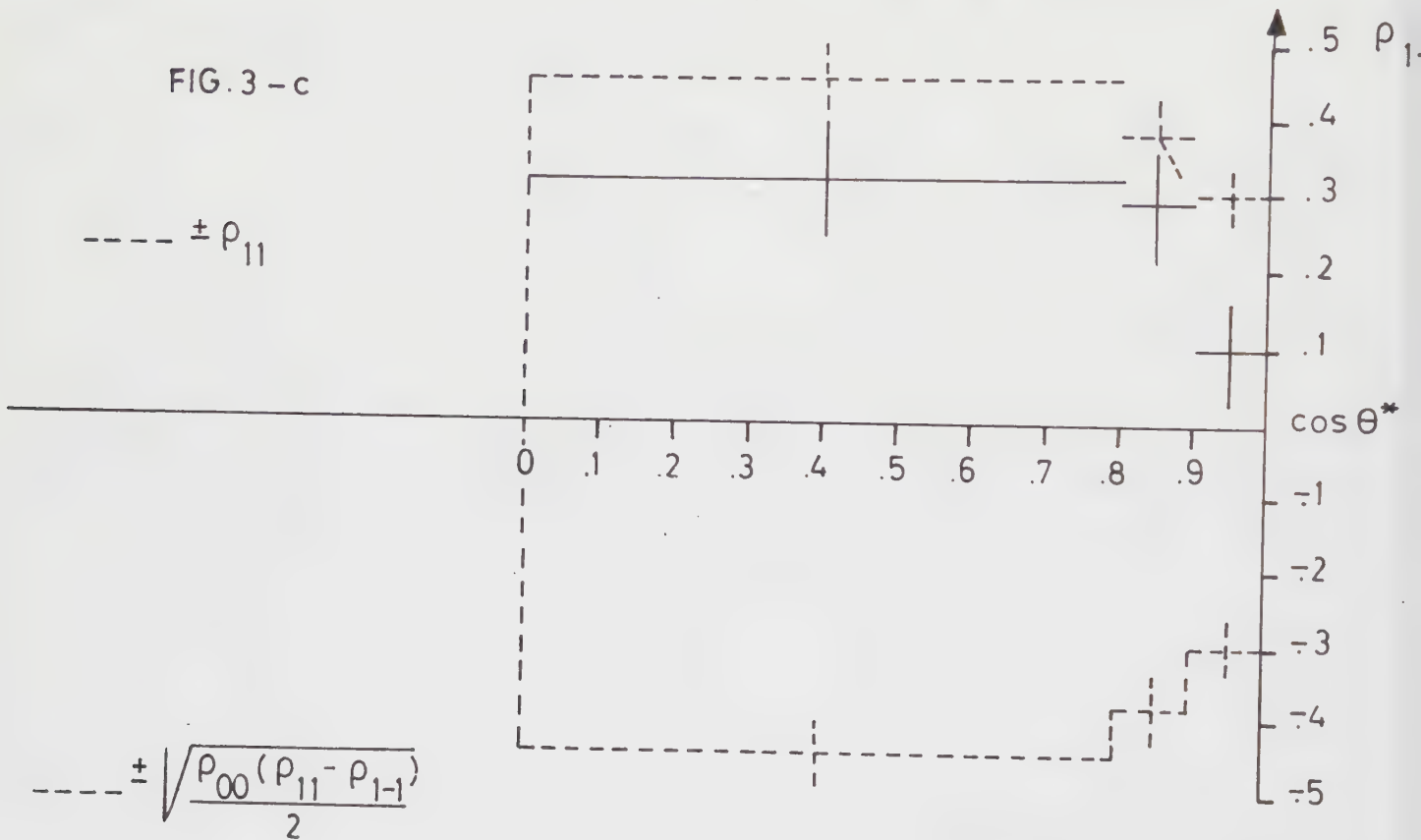


FIG. 3 - c

----- $\pm \rho_{11}$



----- $\pm \sqrt{\frac{\rho_{00}(\rho_{11} - \rho_{1-1})}{2}}$

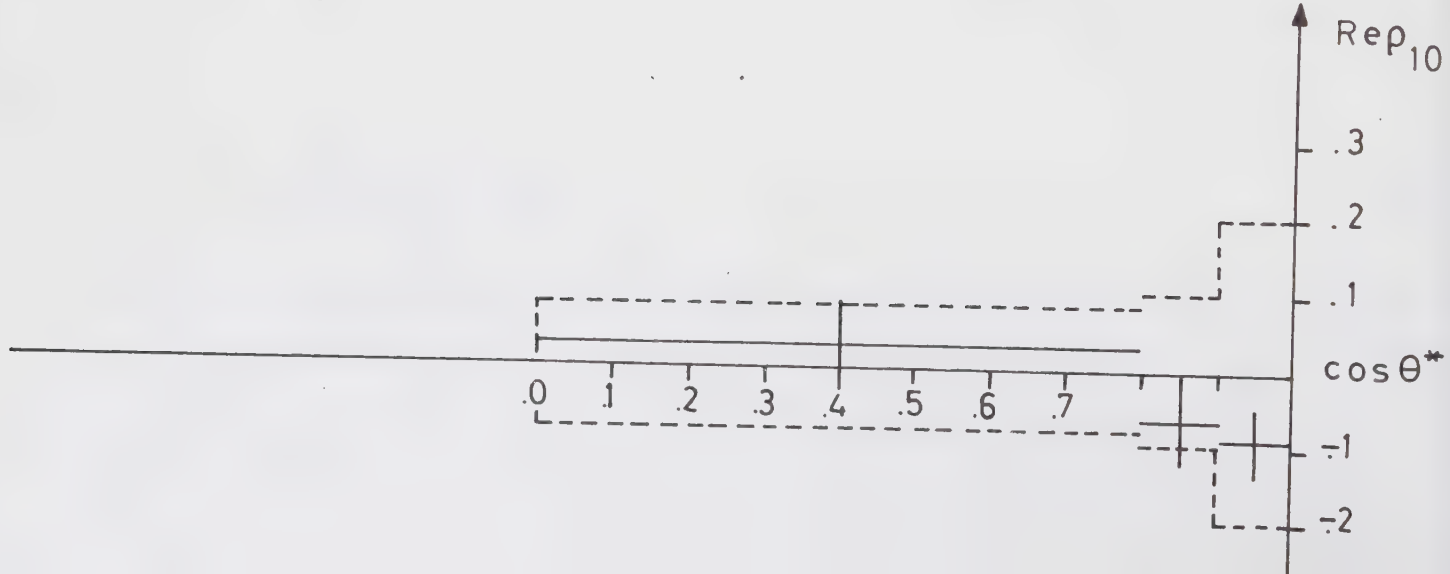


FIG. 4

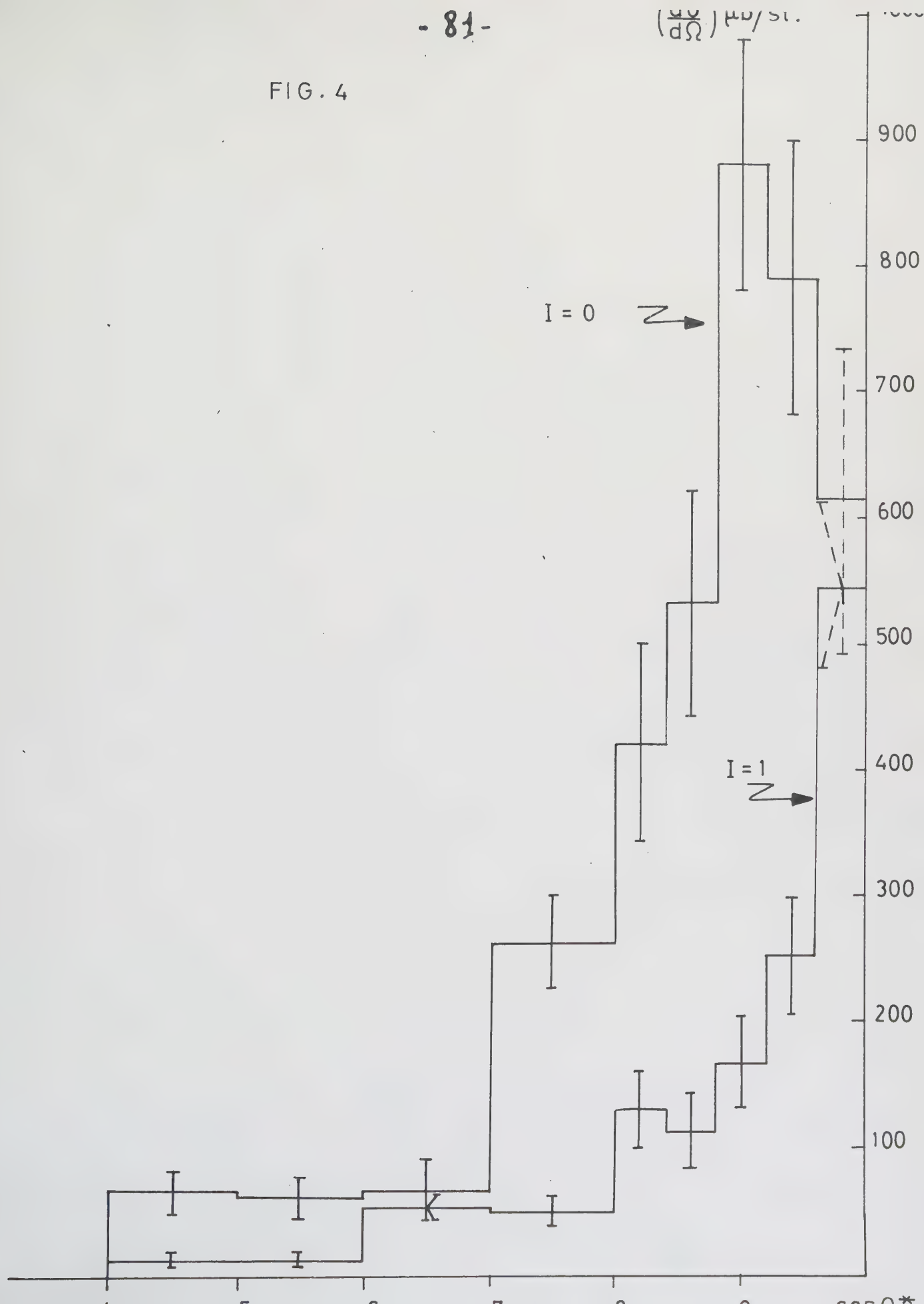


FIG. 5

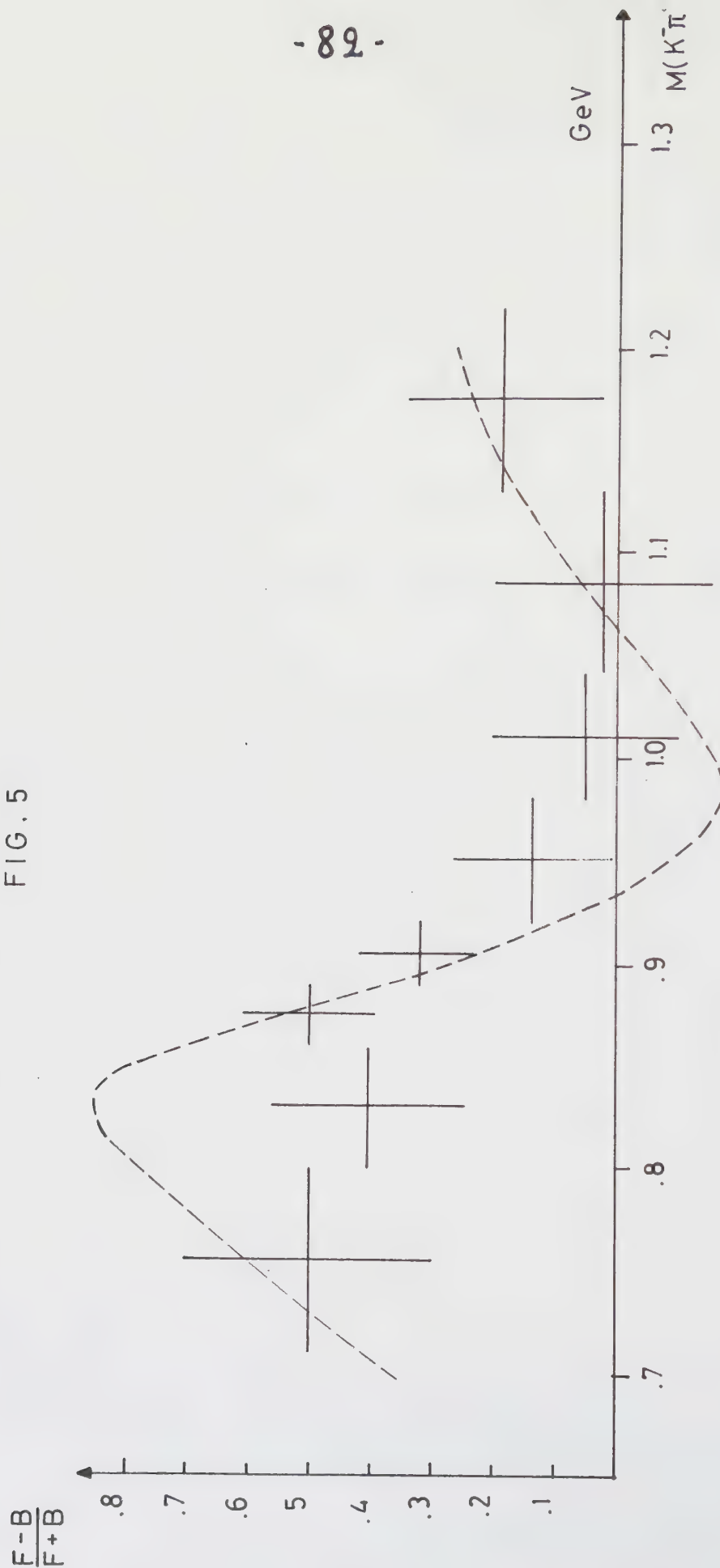
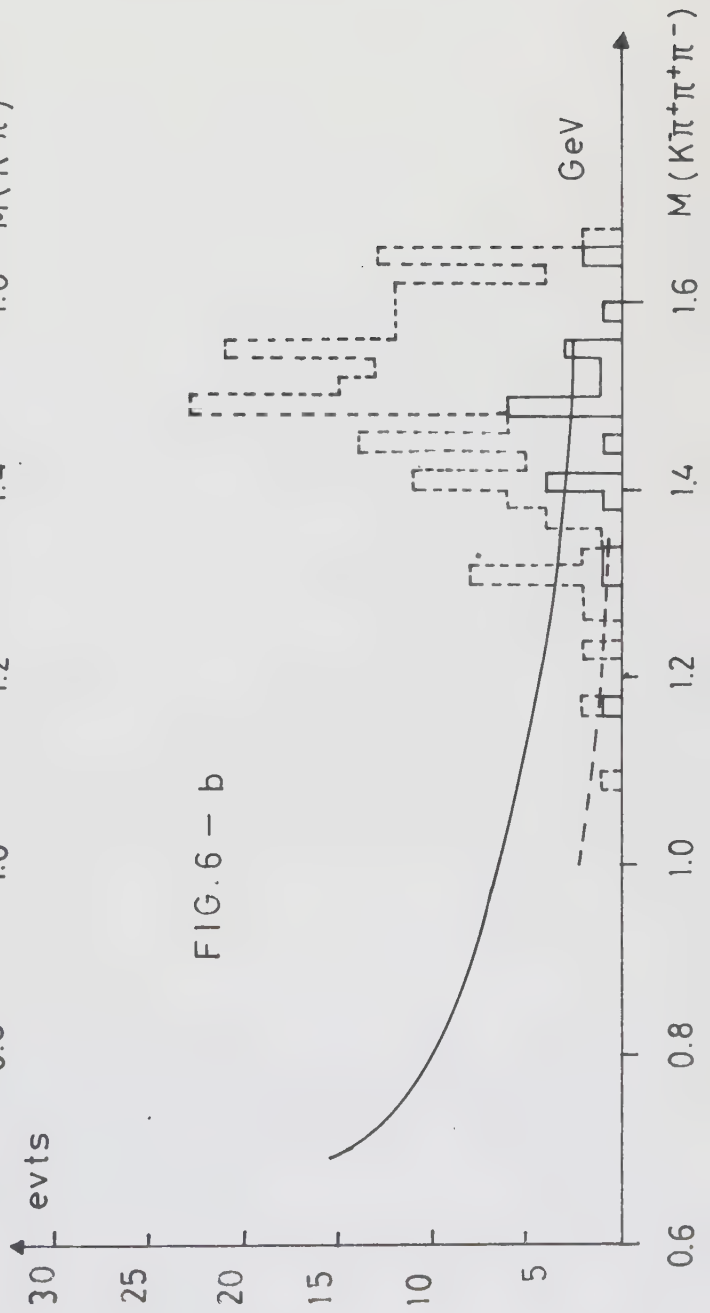


FIG. 6 - a



FIG. 6 - b



CHAPITRE III

LE K^*_{1400}

Nous allons résumer ici les propriétés du K^*_{1400} telles qu'elles apparaissent dans cette expérience. Nous les comparerons ensuite aux résultats d'autres expériences (réf.19, 4) et aux prédictions des systèmes de classification des mésons (réf. 20, 21).

Nous avons vu plus haut que le K^*_{1400} apparaissait sur toutes les distributions de masses effectives de systèmes, $K\eta$ pour les réactions à 3 corps et $K\eta\eta$ pour les réactions à 4 corps, tels que $|I_z| = 1/2$. Nous avons vu aussi que, contrairement à ce qui se passe pour le K^*_{890} , le fond est important sous le K^*_{1400} et que les incertitudes sur la nature de ce fond ainsi que sa hauteur rendent difficile l'étude de la résonance. Cependant la sélection des systèmes de mésons dont l'angle de production dans le centre de masse est tel que $0.0 < \cos^* < 0.8$ permet de diminuer l'importance du fond. Nous utiliserons cette sélection pour l'étude du spin, de la parité, des rapports de branchement, de la masse et de la largeur du K^*_{1400} .

Masse et largeur

La masse observée dans les réactions à 3 corps (fig.10, ch.1, réf.10) est 1.4 GeV, la largeur 0.1 GeV. Dans les réactions à quatre corps nous avons adapté sur les histogrammes

des masses $K^*_{890} \pi$, la superposition d'une courbe d'espace des phases (compte tenu des productions $K N \rightarrow K^* N^*$) et de deux courbes de Breit-Wigner; la première est destinée à représenter un éventuel K^*_{1300} , la deuxième qui représente le K^*_{1400} est corrigée par un terme de barrière centrifuge p^{*5} (p^* est l'impulsion dans le système du centre de masse de la désintégration en $K^*_{890} \pi$). Nous avons traité indépendamment les réactions sur proton et les réactions sur neutron (fig.7, chap.1) et nous obtenons $M = 1.420 \text{ GeV}$, $\Gamma = 0.090 \text{ GeV}$ pour les réactions sur proton, $M = 1.420 \text{ GeV}$, $\Gamma = 0.080 \text{ GeV}$ pour les réactions sur neutron. Les pourcentages d'événements obtenus par l'ajustement pour la première résonance sont faibles; cependant, l'ajustement obtenu avec une seule résonance est plus mauvais et donne une largeur plus grande ($\sim 100 \text{ MeV}$). En dehors des fluctuations statistiques et des incertitudes sur la forme du fond, il existe des causes d'erreurs plus difficiles à évaluer. Ce sont essentiellement : pour les réactions à trois corps, la possibilité d'une interférence entre le K^*_{1400} et le N^*_{1238} . Pour les réactions à quatre corps, la production éventuelle d'un K^* d'une masse voisine de 1.3 GeV . L'estimation suivante de la masse, de la largeur et de leurs incertitudes essaie de tenir compte de ces possibilités de biais :

$$M = 1410 \pm 12 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 95 \pm 8 \text{ MeV}$$

Les erreurs dont la cause est liée à la dynamique de la réaction ne sont pas indépendantes d'une expérience à l'autre. La combinaison de résultats d'expériences du même type par

les règles habituelles de la statistique n'est donc généralement pas justifiée.

Sections efficaces et Isospin

Les réactions à trois corps sont celles qui se prêtent le mieux à la mesure des sections efficaces. Nous allons donc calculer les sections efficaces $K \text{ nucléon} \rightarrow \text{nucléon } K^*_{1400} \rightarrow K\pi$ et nous vérifierons que les valeurs du rapport de branchement $\Gamma_{K^* \rightarrow K^*\pi} / \Gamma_{K^* \rightarrow K\pi}$, calculées dans les différents états finaux (avec la coupure $0. < \cos \theta^* < 0.8$) sont compatibles.

Les sections efficaces des réactions sur proton ont été données antérieurement (réf.10).

Ce sont :

$$\sigma_A = 160 \pm 80 \text{ } \mu\text{b pour } K^- p \rightarrow K^*_{1400}^- p \rightarrow K\pi$$

$$\sigma_B = 207 \pm 84 \text{ } \mu\text{b pour } K^- p \rightarrow \bar{K}^{*0}_{1400} n \rightarrow K\pi$$

Pour calculer la section efficace de la réaction sur neutron nous avons éliminé l'effet du N^*_{1236} en supprimant les événements où $(Mn\pi^-)^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et corrigé le résultat en tenant compte de la symétrie de la distribution angulaire de désintégration du K^* . On obtient :

$$\sigma_C = 203 \pm 54 \text{ } \mu\text{b pour } K^- n \rightarrow K^*_{1400}^- n \rightarrow K\pi$$

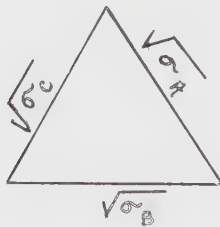
$$\text{Les rapports de désintégration } \frac{K^*_{1400} \rightarrow \bar{K}^0 \pi^-}{K^*_{1400} \rightarrow K^- \pi^0} \text{ et } \frac{K^*_{1400} \rightarrow \bar{K}^{*0}_{890} \pi^-}{K^*_{1400} \rightarrow \bar{K}^{*0}_{890} \pi^0}$$

donnent des renseignements sur l'isospin du K^* (réf.1, 10). Mais lorsque l'on dispose des réactions sur neutron, l'absence de production de systèmes résonnants de charge 2 établit avec certitude la valeur 1/2 de l'isospin.

En effet, si nous utilisons les rapports de sections efficaces déduits de l'indépendance de charge que nous avons donnés au chapitre I, nous obtenons 600 μb pour la section efficace de la réaction $K^- n \rightarrow p K^* \rightarrow K^- \eta$ dans l'hypothèse d'un isospin 3/2 ce qui correspondrait à un signal de plus de 2000 événements sur l'histogramme de la figure 1 (chap.I). On obtient un résultat analogue pour les réactions à 4 corps.

Nous voyons sur la figure 1 que les sections efficaces mesurées vérifient la relation triangulaire que donne l'indépendance de charge dans l'hypothèse d'un isospin 1/2.

Fig. 1



Rapports de branchement

Pour calculer le rapport de branchement $\frac{\Gamma_{K^*} 890 \pi}{\Gamma_{K \eta}}$

nous avons effectué la coupure $0.0 < \cos \theta^* < 0.8$ sur l'angle de production qui diminue le fond dans les deux réactions $K^- \text{nucléon} \rightarrow \text{nucléon} K \eta$ et $K^- \text{nucléon} \rightarrow \text{nucléon} K \eta \eta$.

Nous avons obtenu deux déterminations indépendantes de ce rapport en comparant les réactions :

$$\bar{K}^- n \rightarrow n \bar{K}^0 \eta^- \quad \frac{\Gamma_{K^* \eta}}{\Gamma_{K \eta}} = 1.07 \pm 0.30$$

avec $\bar{K}^- n \rightarrow n \bar{K}^- \eta^+ \eta^-$

$$\text{et } \bar{K}^- p \rightarrow p \bar{K}^0 \eta^- \quad \frac{\Gamma_{K^* \eta}}{\Gamma_{K \eta}} = 0.96 \pm 0.25$$

avec $\bar{K}^- p \rightarrow p \bar{K}^- \eta^+ \eta^-$

Ces deux résultats sont en parfait accord. On trouve en les combinant :

$$\boxed{\frac{\Gamma_{K^* \eta}}{\Gamma_{K \eta}} = 1.0 \pm 0.2}$$

La figure 2 montre la distribution des masses $K \eta \eta$ obtenue en sélectionnant des masses $K \eta$ différentes de celles du K^*_{890} dans la réaction 8) (le nombre d'événements attendus d'après l'espace des phases étant le même que celui que l'on attend avec la sélection utilisée pour le K^*_{890}), en le comparant à la figure 6 (chap.1), on vérifie que la fraction de désintégration du K^*_{1400} en $K \eta \eta$ sans formation de K^*_{890} est compatible avec 0.

Pour déterminer le rapport de branchement $\Gamma_{K\eta}/\Gamma_{K^*\eta}$ nous avons étudié les réactions 8. ($\bar{K}^- p \rightarrow p \bar{K}^- \eta^+ \eta^-$) et 6. ($\bar{K}^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \eta^- \eta^0$) (avec la même coupure sur l'angle de production $0.0 < \cos \theta^* < 0.8$). Les nombres d'événements attendus pour la désintégration du K^*_{1400} en $K^*_{890} \eta$ et en $K \eta$ sont respectivement proportionnels à :

$$\begin{aligned} & 4/9 \quad \Gamma_{K^* \eta} / \Gamma_T \quad \text{et } 1/3 \quad \Gamma_{K \eta} / \Gamma_T \quad \text{dans la première réaction} \\ \text{et } & 4/9 \quad \Gamma_{K^* \eta} / \Gamma_T \quad \text{et } 2/3 \quad \Gamma_{K \eta} / \Gamma_T \quad \text{dans la seconde.} \end{aligned}$$

L'étude des spectres des masses $\pi\pi$ ne met pas en évidence de production significative de ρ . La figure 3 représente ces spectres après sélection des événements qui se trouvent dans le pic du K^*_{1400} . Les bornes supérieures du nombre de ρ sur ces deux histogrammes et les coefficients donnés plus haut permettent de calculer une limite supérieure du rapport de branchement.

On obtient :

$$\Gamma_{K\rho}/\Gamma_{K^*\pi} < 0.25$$

Nous avons recherché également les désintégrations du K^*_{1400} en $K\omega$ et $K\eta$ dans la réaction $K^-p \rightarrow K^-p \pi^+ \pi^- \pi^0$. La distribution des masses $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (fig.4) montre une production très abondante de ω^0 et une production plus faible de η^0 . On observe sur le spectre des masses $K\omega$ (fig.5) un signal assez significatif qui peut correspondre au K^*_{1400} . Le spectre des masses $K\eta$ (fig.5) ne présente aucune structure. On en déduit :

$$\Gamma_{K\omega}/\Gamma_{K^*\pi} = 0.11 \pm 0.04 \quad \Gamma_{K\eta}/\Gamma_{K\pi} < 0.05$$

Spin et parité

L'existence de modes de désintégration en $K\pi$ et $K\pi\pi$ limite les valeurs possibles du spin et de la parité à $J^P = 1^-, 2^+, 3^-$ etc... Nous allons essayer ces différentes hypothèses en utilisant d'abord les réactions $K^-N \rightarrow K^-N\pi$ où, par des coupures appropriées, le fond peut être considérablement réduit.

Les données de la réaction 1 ($K^-p \rightarrow K^0 p \pi^-$) ont été déjà utilisées (réf.10, 1) nous les reprenons avec les mêmes critères de sélection ($0 < \cos \theta^* < 0.8$). Dans la réaction 4 ($K^-n \rightarrow K^0 n \pi^-$) nous avons défini une zone du K^*_{1400} ($1.39 \text{ GeV} < \sqrt{s_{K\pi}} < 1.47 \text{ GeV}$)

disymétrique pour supprimer l'effet de l'interférence avec le N^* et nous avons essayé deux coupures sur l'angle de production $0. < \cos \theta^* < 1.$ et $0. < \cos \theta^* < 0.8.$

La figure 6 montre les distributions symétrisées du cosinus de l'angle du méson K incident avec le méson K de désintégration, dans le système où le K^* est au repos. Dans l'hypothèse d'un spin J, et en admettant que la contribution du fond à la distribution angulaire est isotrope, nous devons pouvoir représenter la distribution angulaire au moyen de J + 1 paramètres $\rho_{00} \dots \rho_{JJ}$ qui doivent être positifs (plus précisément, supérieurs à une limite proportionnelle à la hauteur du fond.

Nous avons ajusté ces paramètres par une méthode de moindres carrés après avoir additionné les distributions angulaires des réactions 1. et 4. pour augmenter la statistique. Le tableau suivant donne les χ^2 de ces ajustements ; on en voit le résultat sur la figure 6. Le coefficient ρ_{22} obtenu est compatible avec 0.

J	ND		Pbté		Pbté
1	3	18.3	$4 \cdot 10^{-4}$	19.4	$4 \cdot 10^{-4}$
2	2	4.6	$1 \cdot 10^{-1}$	6.2	$5 \cdot 10^{-2}$
3	1	18.0	$< 10^{-4}$	23.0	$< 10^{-5}$
		$0. < \cos \theta_4^* < 1.$		$0. < \cos \theta_4^* < 1.$	

ces valeurs favorisent très nettement l'hypothèse $J^P = 2^+$;

Cependant nous avons dû admettre que le fond était isotrope et n'interférait pas avec la résonance. Nous allons discuter ces deux hypothèses :

L'isotropie du fond est confirmée par l'étude de la distribution angulaire à des masses du système $K\pi$ voisines de celle de la résonance. On peut remarquer d'autre part (fig.6) que, dans cette analyse, les hypothèses de spin 1 et 3 sont interdites par la façon dont la distribution angulaire retombe pour $\cos \theta = 1$; d'après ce que nous savons de l'interaction $K\pi$ aux masses plus faibles, le fond est dû essentiellement aux ondes S et P : les structures les plus fortes qu'il peut avoir sont donc :

- $\cos^2 \theta$ ce qui, par soustraction, accentue la chute de la distribution angulaire réelle pour $\cos \theta = 1$.

- $\sin^2 \theta$ dont la contribution est limitée par la hauteur de la distribution angulaire à $\cos \theta = 0$.

Par conséquent l'existence d'une structure du fond ne peut modifier les conclusions précédentes.

L'effet d'une interférence peut être plus sensible . La symétrisation de la distribution angulaire et l'intégration sur l'angle azimuthal ne laissent subsister d'interférence qu'entre des ondes de même nombre quantique magnétique et de même parité. Des contributions simultanées d'ondes F et P permettent de reproduire la distribution angulaire expérimentale si le terme d'interférence $Y_1^0 (\cos \theta) Y_3^0 (\cos \theta)$ est grand. On devrait dans cette hypothèse, observer une variation importante de la distribution angulaire avec la masse $K\pi$ ce qui ne se produit pas.

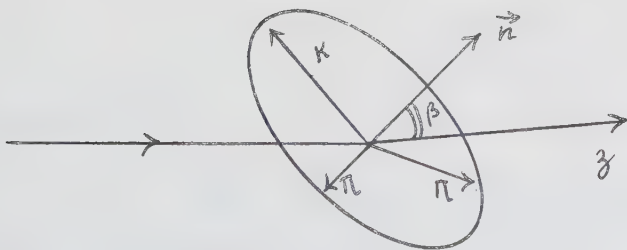
Une autre méthode de détermination du spin (réf.22, 23, 1) consiste à ajuster simultanément les éléments de la matrice densité sur les distributions angulaires correspondant à deux modes de désintégration différents. C'est ainsi que nous avons opéré dans une première analyse (réf.1) en utilisant la distribution du $\bar{K}^0$ dans la désintégration en $\bar{K}^0 \eta^-$ et celle de la normale au plan du système des trois mésons dans la désintégration en $K \eta \eta$. Avec la statistique actuelle, cette méthode nous donne les probabilités :

Spin	Probabilité
1	$6 \cdot 10^{-4}$
2	$5 \cdot 10^{-2}$
3	10^{-3}

Cette méthode a l'inconvénient d'être sensible à la structure et aussi à l'importance du fond dans les deux réactions.

Il est intéressant d'étudier qualitativement la varia-

tion de la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration ($\cos \beta$) en fonction de la masse effective du système ($K \eta \eta$) ; en particulier pour chercher une différence entre la région du K_{1400}^* et celle d'éventuels K_{1300}^* .



Les distributions théoriques de $\cos \beta$ pour les plus faibles valeurs du spin sont les suivantes :

$$0^- \quad W(\cos \beta) = 1$$

$$1^- \quad W(\cos \beta) = \rho_{00} \cos^2 \beta + \rho_{11} \sin^2 \beta$$

$$1^+ \quad W(\cos \beta) = \rho_{00} \sin^2 \beta + \rho_{11} (1 + \cos^2 \beta)$$

$$2^+ \quad W(\cos \beta) = 1/4 \rho_{00} \sin^2 2\beta + 1/3 \rho_{11} (\cos^2 \beta + \cos^2 2\beta) + 1/3 \rho_{22} \sin^2 \beta \cdot (1 + \cos^2 \beta)$$

Pour $J^P = 2^-$ et pour des spins plus élevés, il faut introduire un certain nombre de paramètres arbitraires qui correspondent aux amplitudes de désintégration. Nous avons porté sur la figure 7, le paramètre d'asymétrie équatorial polaire.

$\alpha = (N \text{ événements avec } |\cos \beta| < 1/2) / (N \text{ événements avec } |\cos \beta| > 1/2)$ total dans les deux réactions : $6 (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \eta^0)$ et $8 (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \eta^+ \eta^-)$ et pour les deux coupures sur l'angle de production :

$$\cos \theta^* > 0.8 \quad \text{et} \quad 0.8 > \cos \theta^* > 0.0$$

Les valeurs théoriques de ce paramètre sont :

$$\text{pour } 0^- \quad \alpha = 0$$

$$1^- \quad \alpha = (3 - 9\rho_{00})/8$$

$$1^+ \quad \alpha = (9\rho_{00} - 3)/16$$

$$\text{pour } 2^+ \quad \alpha = -15/32 \rho_{00} \text{ (en supposant } \rho_{22} = 0)$$

Le seul effet qui apparaisse sur toutes les figures est une diminution de α pour les masses voisines de 1.4 GeV. C'est bien ce que l'on attend dans le cas d'un système tel que $J^P = 2^+$ et $\rho_{22} = 0$ qui donne une contribution négative à l'asymétrie. Pour les masses inférieures et avec la coupure $\cos \theta^* > 0.8$,

la valeur du paramètre est compatible, entre autres possibilités, avec $J^P=1^+$ et ρ_{00} voisin de 1.

Conclusions

Il n'est pas possible de faire ici une analyse semblable à celle que nous avons présentée pour le K_{890}^* . Nous avons remarqué que la production du K_{1400}^* se fait en général vers l'avant, ce qui peut être dû à un mécanisme périphérique.

A partir des sections efficaces des différentes réactions à 3 corps et des rapports de branchement nous pouvons calculer les sections efficaces totales pour $I = 0$ et $I = 1$ dans la voie S :

$$\begin{aligned}\sigma_{I=0}^S &= 1170 \pm 680 \mu\text{b} \\ \sigma_{I=1}^S &= 450 \pm 150 \mu\text{b} .\end{aligned}$$

Nous pouvons aussi calculer les sections efficaces pour $I = 0$ et $I = 1$ dans la voie croisée qui, dans un mécanisme d'échange donnent les proportions d'échange isoscalaire et d'isovecteur :

$$\begin{aligned}\sigma_{I=1}^t &= 450 \pm 150 \mu\text{b} \\ \sigma_{I=0}^t &= 1152 \pm 500 \mu\text{b}\end{aligned}$$

Les valeurs de l'isospin (1/2) du spin et de la parité (2^+) du K_{1400}^* obtenus dans différentes expériences sont concordantes. Les rapports de branchement varient d'une expérience à l'autre (réf.4, 19).

Dans le cadre de la symétrie SU 3 on classe dans le même nonet le $K^*(1400)$, le $A_2(1300)$, le $f(1260)$ et le $f'(1514)$. Cette classification permet de calculer les rapports de branche-

ment du K_{1400}^* en utilisant comme données ceux du A_2 et du f_0 . Nous présentons dans le tableau suivant nos valeurs expérimentales, la moyenne mondiale (réf.4) les prédictions de SU 3, (réf.10) et celles d'un modèle de quarks (réf.20). (Les largeurs partielles sont données en MeV).

	cette expérience	Rosenfeld	SU 3 (20)	Quarks (21)
$\Gamma K \pi$	43 ± 15	46 ± 4	42	42
$\Gamma K^* \pi$	43 ± 15	30 ± 4	26	50
$\Gamma K \rho$	< 11	10 ± 3	8	15
$\Gamma K \omega$	5 ± 3	3 ± 1	2.5	4
$\Gamma K \eta$	< 3	2 ± 1	1.4	1

On voit que l'accord entre les différentes expériences et les théories est assez bon. Certaines valeurs théoriques font d'ailleurs intervenir des caractéristiques du A_2 qui ne sont pas parfaitement établies (réf.4). Le problème expérimental le plus difficile est probablement la répartition entre $K^* \pi$ et $K \rho$ d'un signal observé sur un spectre de masses effectives $K \pi \pi$.

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : (dans le texte) Relation triangulaire.

Figure 2 : Distribution des masses des systèmes $K^- \eta^+ \eta^-$ dans la réaction $K^- p \rightarrow p K^- \eta^+ \eta^-$ après sélection des systèmes $(K^- \eta^+)$ dans une zone de contrôle extérieure au K_{890}^*

Figure 3 : Distribution des masses des systèmes $\eta \eta$ pour les événements où la masse $K \eta \eta$ est celle du K_{1400}^*

a) réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \eta^- \eta^0$

b) réaction $K^- p \rightarrow K^- p \eta^+ \eta^-$

Figure 4 : Distribution des masses des systèmes $\eta^+ \eta^- \eta^0$ dans la réaction $K^- p \rightarrow K^- p \eta^+ \eta^- \eta^0$.

Figure 5 : a) spectre des masses $K \eta$

b) spectre des masses $K \omega$. L'histogramme en pointillé correspond à la coupure $0 < \cos \theta^* < 0.8$; il est reproduit avec un pas différent sur la figure 5e

Figure 6 : a) Distribution angulaire de désintégration du K_{1400}^* dans la réaction $K^- n \rightarrow \bar{K}^0 n \eta^-$, avec la coupure sur l'angle de production $\cos \theta^* > 0.0$

b) Distribution angulaire de désintégration du K_{1400}^* dans la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \eta^-$ avec la coupure sur l'angle de production $0.8 > \cos \theta^* > 0.0$

c) Ajustement de courbes théoriques sur la somme des deux distributions précédentes.

Figure 7 : Variation de l'asymétrie équatoriale polaire de la distribution angulaire de la normale au plan du système $K \pi \pi$ en fonction de sa masse :

a) réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^- p \pi^+ \pi^-$ pour $\cos \theta^* > 0.8$

b) " $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$ " " "

c) " $K^- p \rightarrow \bar{K}^- p \pi^+ \pi^-$ pour $0.8 > \cos \theta^* > 0.0$

d) " $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 p \pi^- \pi^0$ " " " "

FIG.2

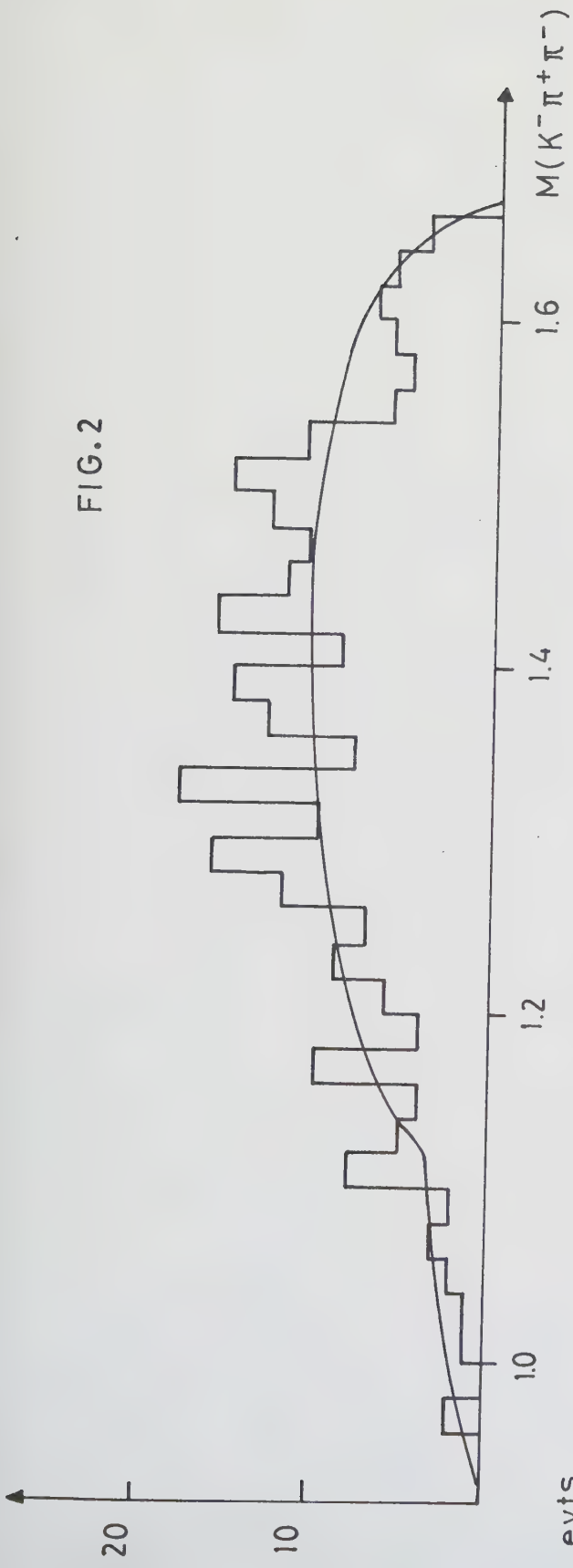
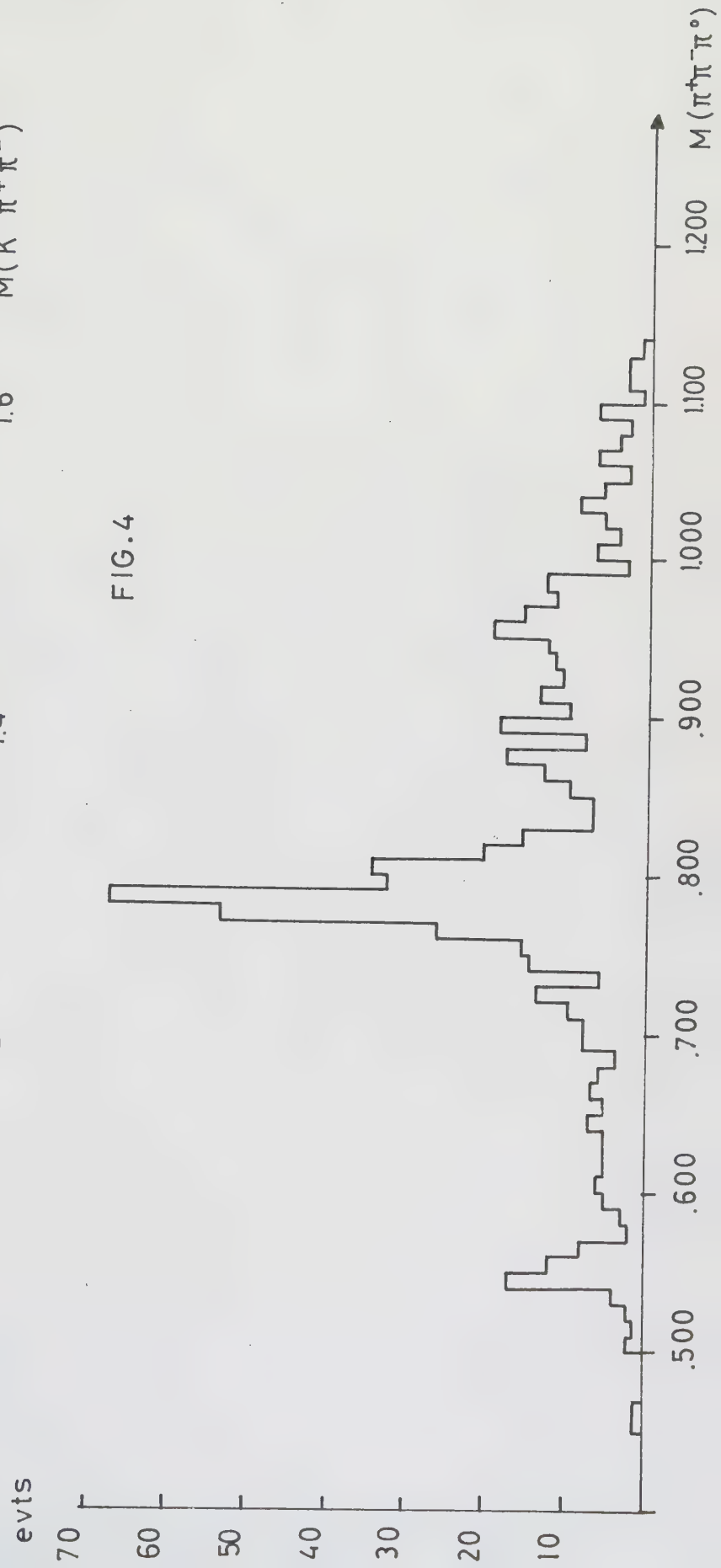


FIG.4



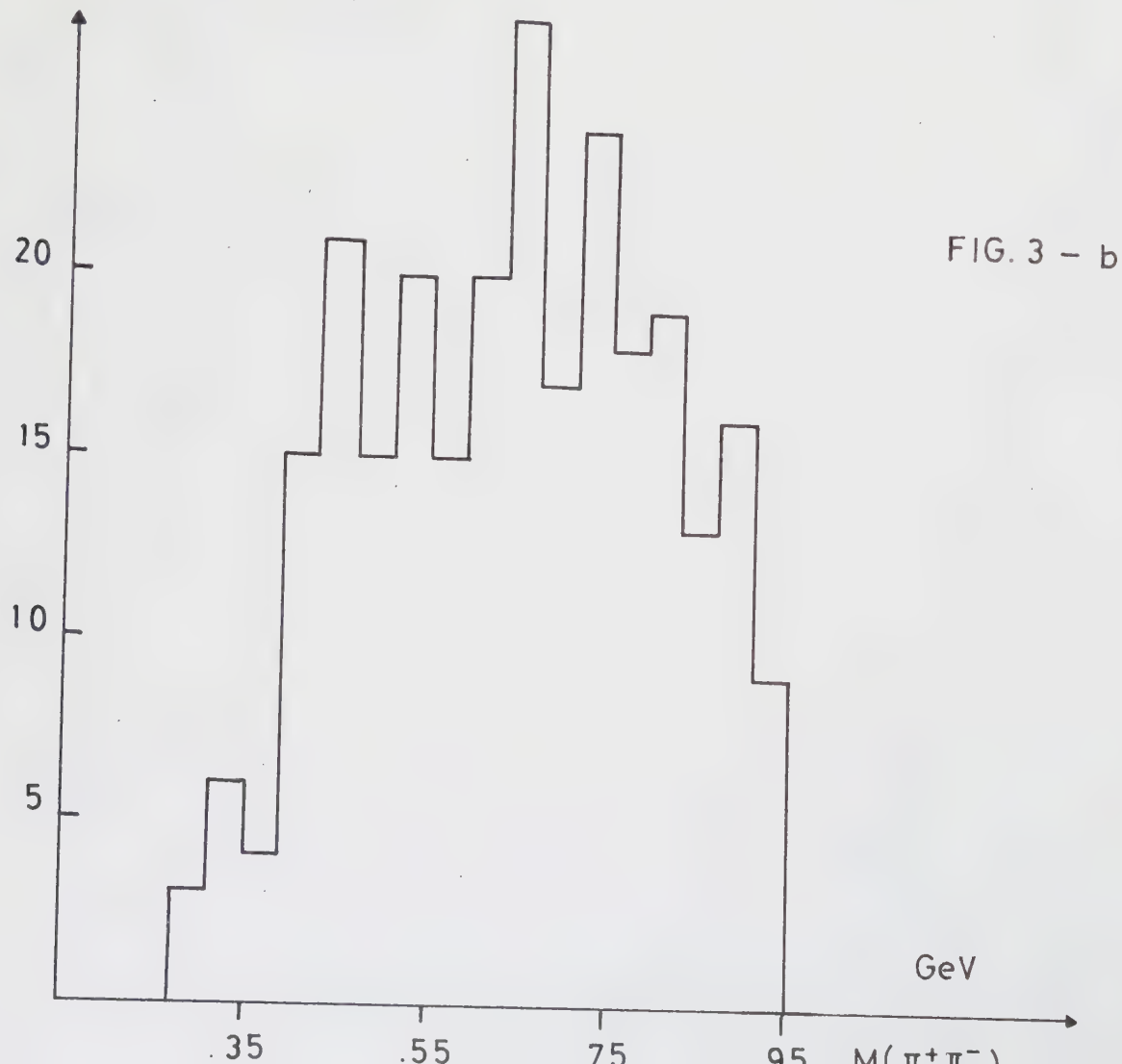
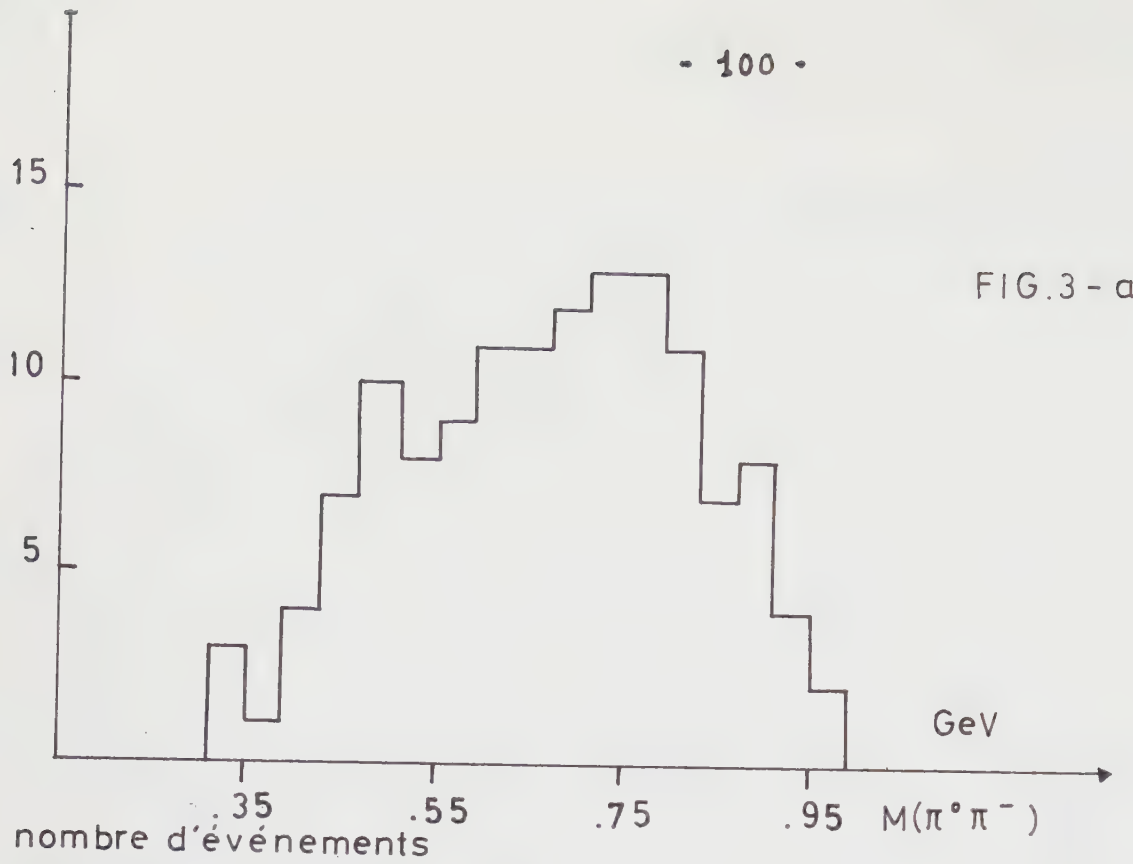


FIG.5 - a

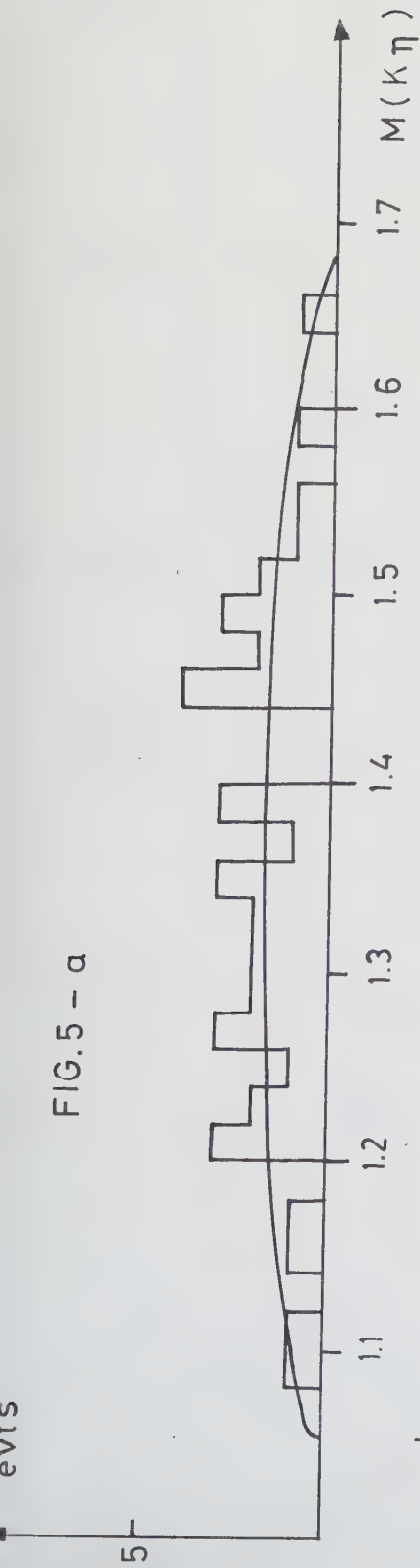


FIG.5 - b

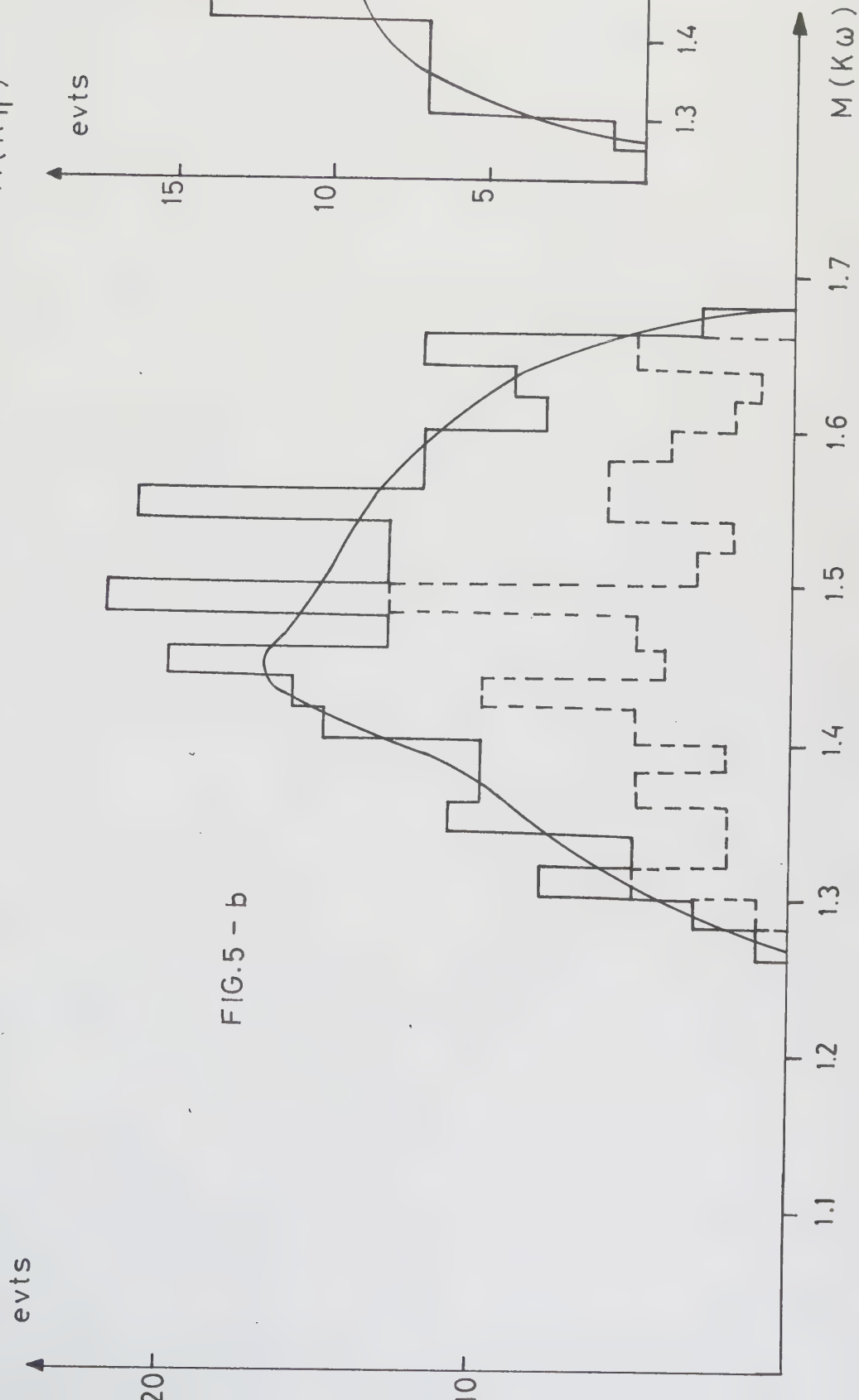
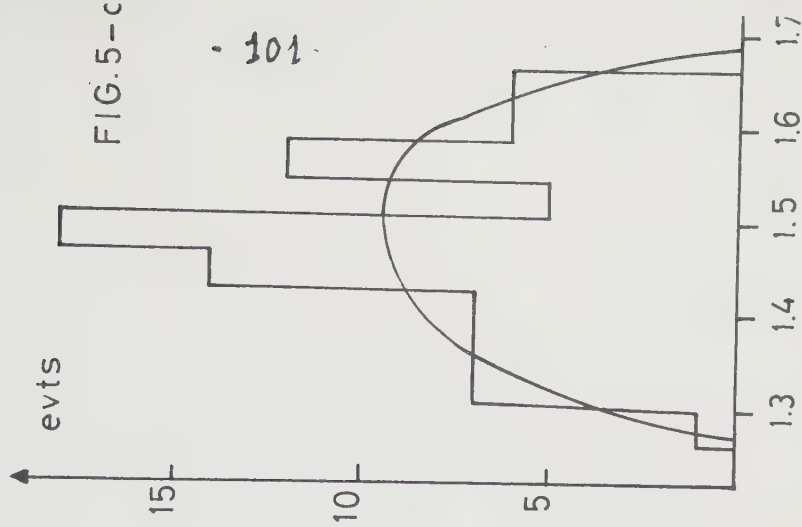
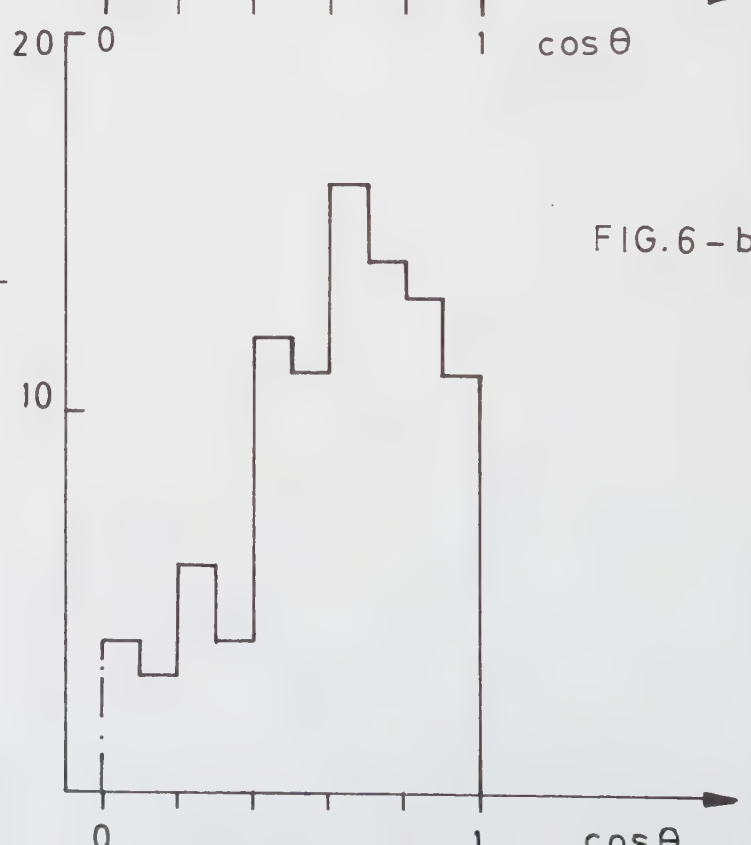
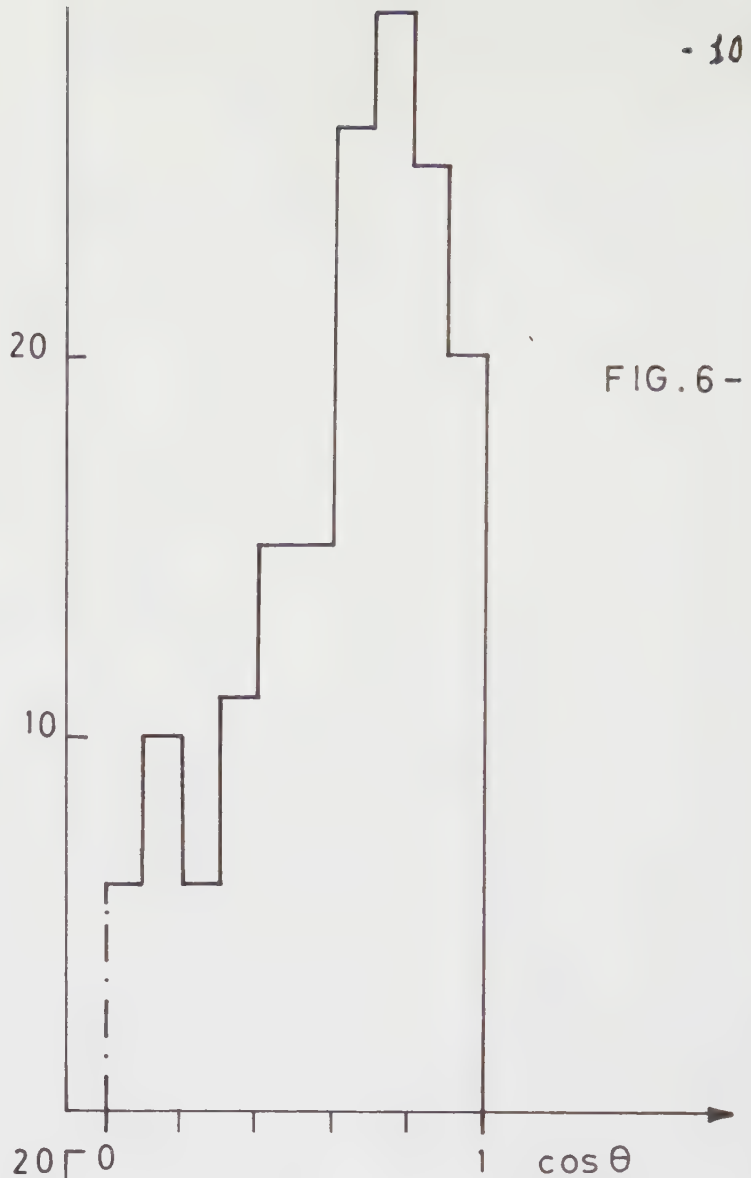
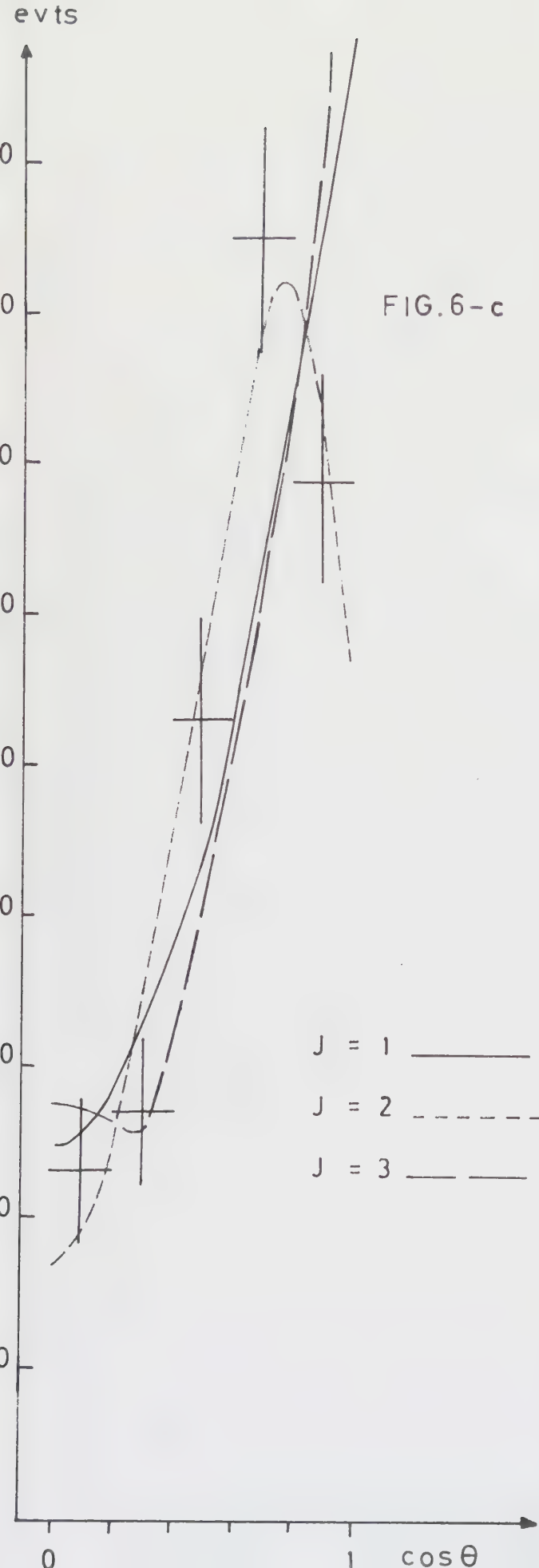


FIG.5 - c





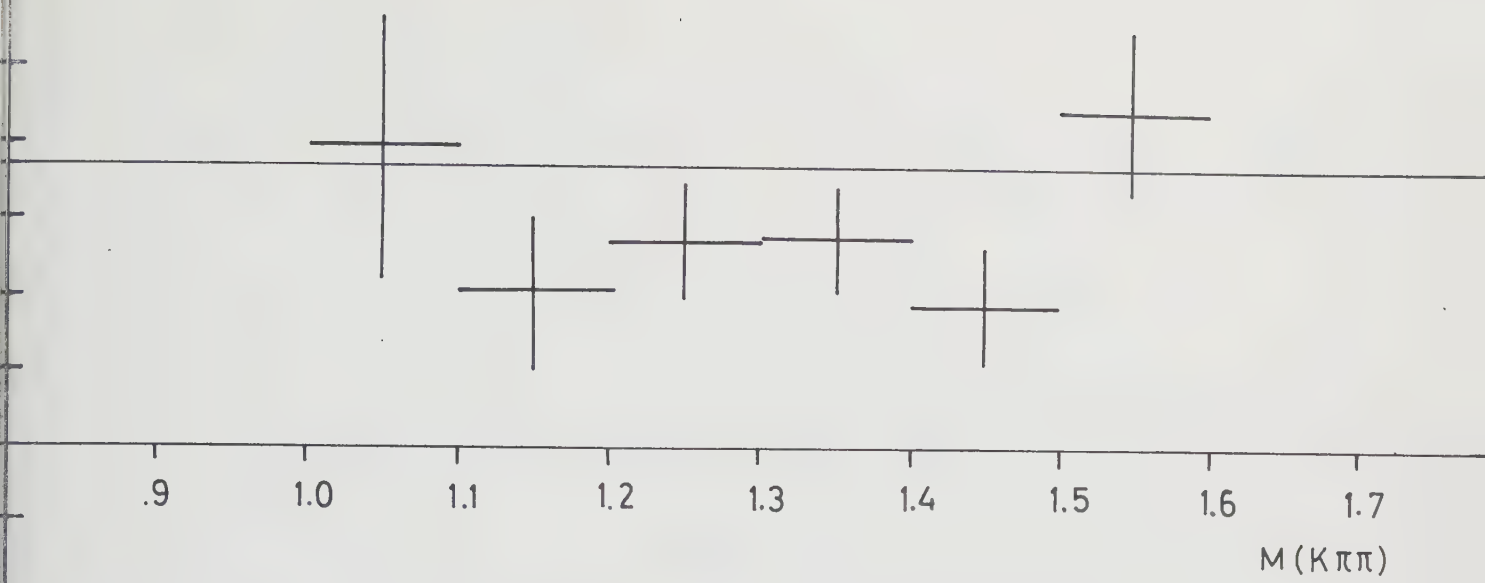


FIG. 7-a

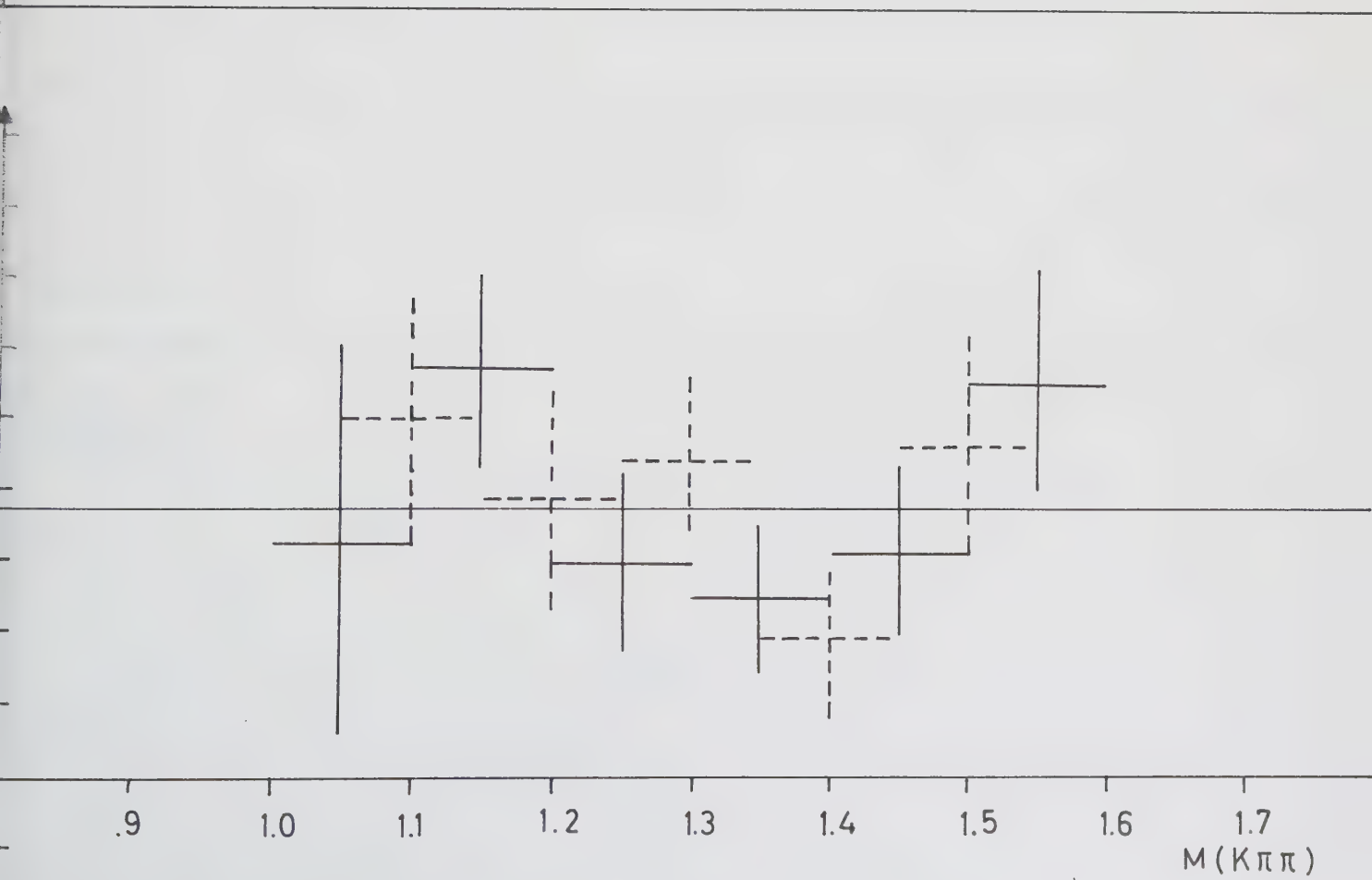
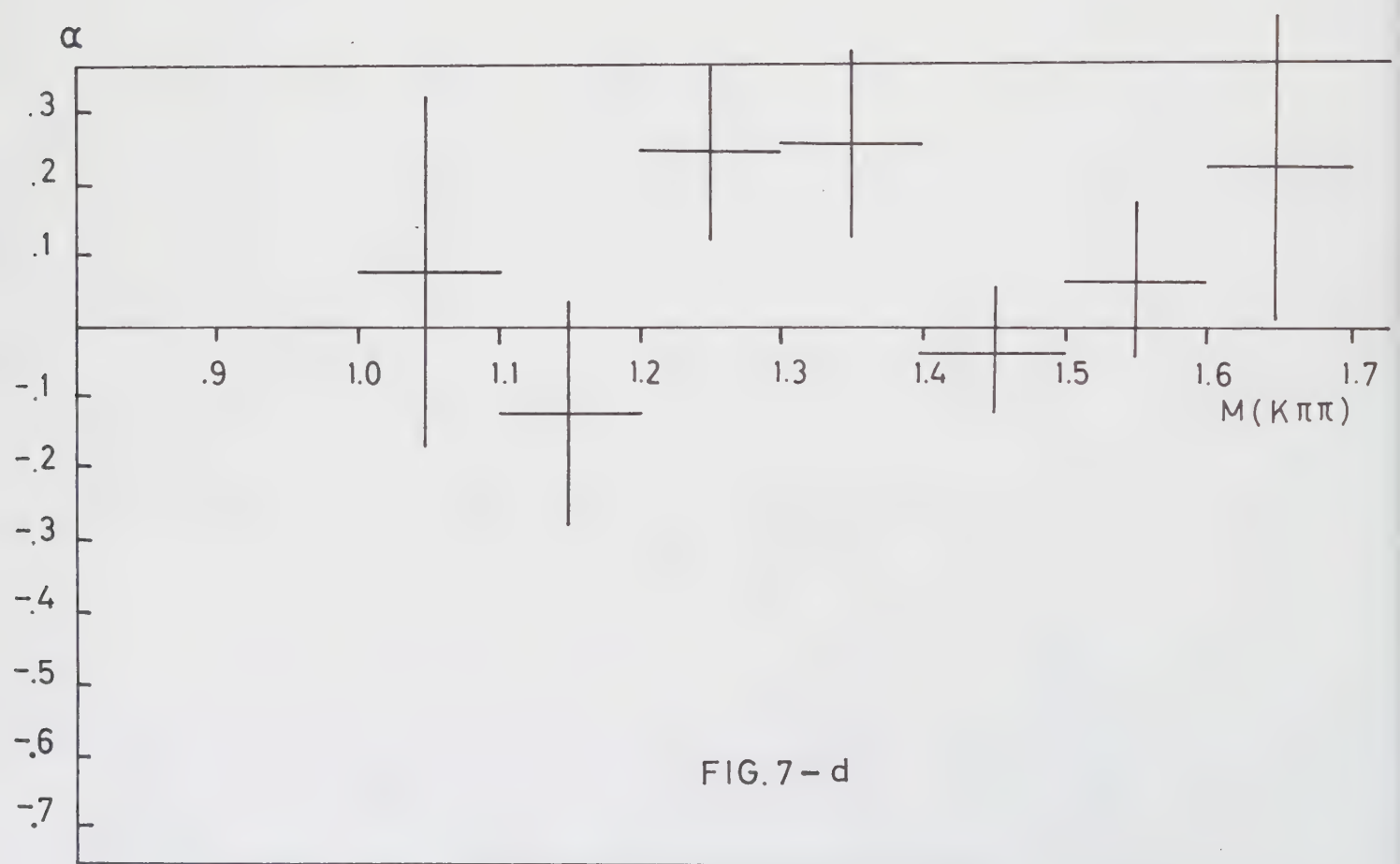
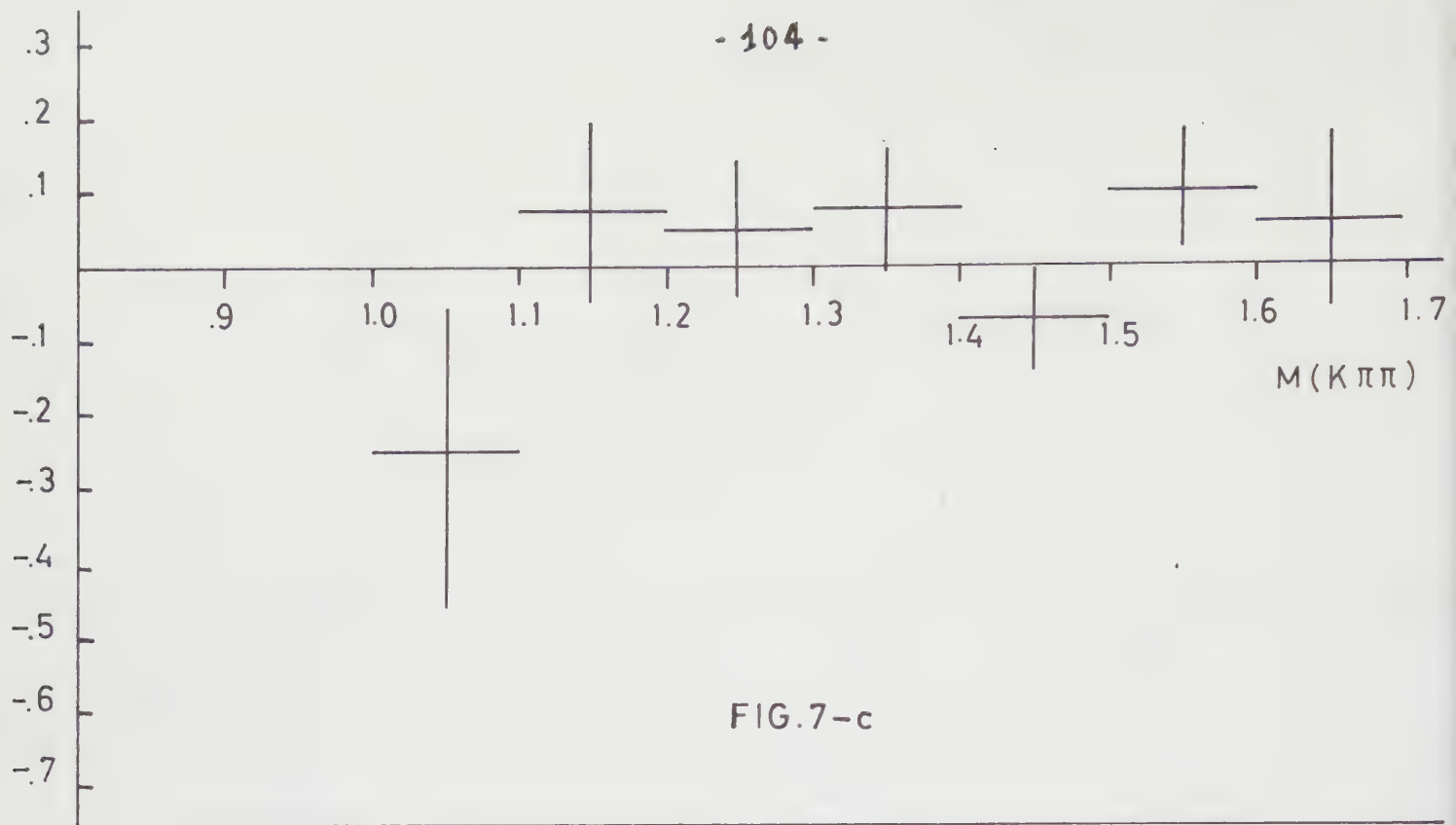


FIG. 7-b



Deuxième Partie - Références

- 1) Badier et al. P.L. 19 p.612 présenté dans l'appendice 2
- 2) Trippe et al. P.L. 28B p.203
- 3) Etude de la réaction $K^- n \rightarrow \overline{K^{*0}} N^{*-}$
Collaboration S.A.B.R.E. (à publier)
- 4) Rosenfeld et al. R.M.P. 40 p.77
- 5) Baryon exchange in the reactions $K^- n \rightarrow \eta^- +$ (I=0 hyperon) at 3 GeV/c
Collaboration S.A.B.R.E. (conférence de Vienne)
- 6) De Baere et al. :
N.C. LI A p.401
- 7) Deck P.R.L. 13 p.169
Maor-O Halloran P.L. 15 p.281
Maor A.P. 41 p.456
- 8) Goldhaber. Proceedings of the second Hawai topical conference in
particle physics p.165
French. Proceedings of the 14^e international conference on high
energy physics (Vienna)
- 9) Barloutaud et al. P.L. 12 p.352
- 10) Verglas Thèse
- 11) Verglas et al. N.C. XLI A p.629
- 12) Kailadov P.L. 26B p.20
- 13) Ader et al. N.C. LVI p.952
- 14) Coherent $K^- d$ interactions at 3 GeV/c
Collaboration S.A.B.R.E. (à paraître dans Nuclear Physics)
- 15) Donohue P.R. 163 p.1549
- 16) Sakita-Wali P.R. 139B p.1355
- 17) Schweingruber et al. P.R. 166 p.1317
- 18) Goldhaber et al. Conference de Dubna p.711
- 19) Field et al. P.L. 24B p.638

Schweingruber et al. Conférence de Berkeley et réf.17

20) Glashow-Socolow P.R.L. 15 p.329

21) Lipkin et al. P.R.L. 17 p.420

22) Berman-Jacob P.R. 139 p.1023

23) E. de Rafael P.L. 11 p.260

Conclusions

- Nous avons constaté dans la première partie, que l'utilisation du HPD éliminait pratiquement l'influence des erreurs de pointé sur la précision de la reconstruction cinématique des événements. D'autre part l'information d'ionisation que l'on tire des mesures du HPD est au moins aussi bonne que celle que l'on obtient par l'examen de la photographie sur une table de projection.

- Dans la deuxième partie nous mesurons les nombres quantiques et les rapports de branchement du K_{1400}^* et nous étudions le mécanisme de production du K_{890}^* . Il faut remarquer que l'utilisation simultanée des réactions sur proton et sur neutron fournit plusieurs déterminations indépendantes de la plupart des grandeurs mesurées et permet d'étudier les mécanismes de production d'une façon qui dépend assez peu des modèles théoriques.

- Nous avons vu que l'asymétrie que l'on observe dans la désintégration du $\overline{K}^{*0}$ était de même nature que celle qui a été trouvée dans d'autres expériences et qu'elle était très probablement provoquée par l'interaction $K\eta$ dans l'onde S. Une analyse sérieuse de ce phénomène nécessiterait une expérience à très haute statistique.

- A l'énergie de cette expérience les résultats que nous pouvons donner sur les systèmes $K\eta\eta$ de faible masse sont essentiellement négatifs.

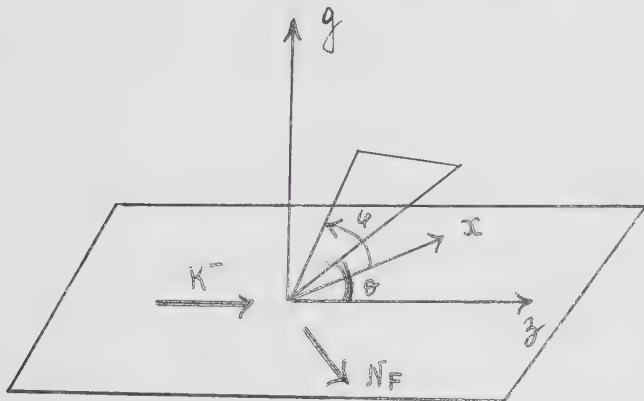
- on ne trouve aucune indication de l'existence de mésons K^* d'isospin 3/2.

APPENDICE 1

Distributions angulaires dans la désintégration d'un méson

Nous rassemblons ici un certain nombre de résultats qui concernent les distributions angulaires de désintégration des mésons et que nous avons utilisés dans plusieurs chapitres. Ils viennent pour la plupart de travaux de Berman et Jacob (réf.1, 2) et Jackson (réf.6).

La matrice densité et le système d'axes



Quand nous considérons la réaction



nous étudions la distribution angulaire de désintégration du K^* dans le système où il est au repos en prenant comme axe Oz la direction du K^- incident

et comme axe Oy la normale au plan de production. Cette normale est définie, dans le système du centre de masse par le vecteur

$$\hat{n} = \frac{\vec{K}^- \wedge \vec{K}^*}{|\vec{K}^- \wedge \vec{K}^*|}$$

Une direction de désintégration est repérée par les angles θ et φ connus sous le nom d'angle de Jackson, et d'angle de Treiman-Yang. L'état de spin du K^* est représenté par la matrice densité ρ , hermitique et de trace 1.

Par suite de la conservation de la parité dans la réaction de production, la matrice densité doit commuter avec l'opérateur de symétrie par rapport au plan de production $S = P e^{i\eta J_Y}$; de $S_{m'm} = p (-1)^{J-m} S_{m,-m'}$, on déduit :

$$\rho_{-m-m'} = (-1)^{m-m'} \rho_{m m'} \quad (1)$$

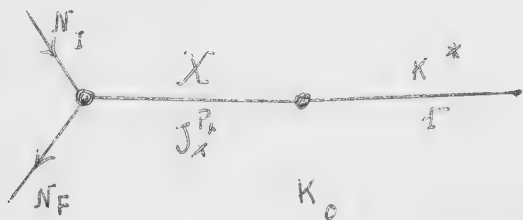
La matrice densité doit vérifier aussi des conditions de positivité (réf.4) qui assurent qu'elle peut représenter un mélange statistique $\rho = \sum w_i |i\rangle\langle i|$ avec des poids w_i positifs.

Certains mécanismes de réaction ou certaines configurations peuvent imposer des conditions supplémentaires :

- La condition d'Adair : pour $\cos \theta^* = \pm 1$ Oz est un axe de révolution $[\rho, J_z] = 0$: la matrice densité est diagonale. L'hélicité du K^* est alors égale au saut d'hélicité du nucléon $|\lambda_{K^*}| < 1$.

- Le théorème de Gottfried-Jackson (réf.10) :

Fig. 2



Si l'on suppose l'échange d'un système X de spin J_X et de parité P_X et que l'on considère la réaction dans le système où le méson K incident est au repos (fig.2) la con-

servation de l'hélicité donne :

$$\lambda_{K^*} = \lambda_X \quad \text{donc} \quad |\lambda_{K^*}| < J_X$$

D'autre part, si le système échangé a la parité naturelle $p_X = (-1)^{J_X}$ la conservation du spin et de la parité imposent un moment orbital $L = J_X$. (en effet $p_X = (-1)^{J_X} = (-1)^L$ et $|J_X - L| \leq 1$). L'am-

plitude d'hélicité λ_{K^*} est donc proportionnelle au coefficient de Wigner

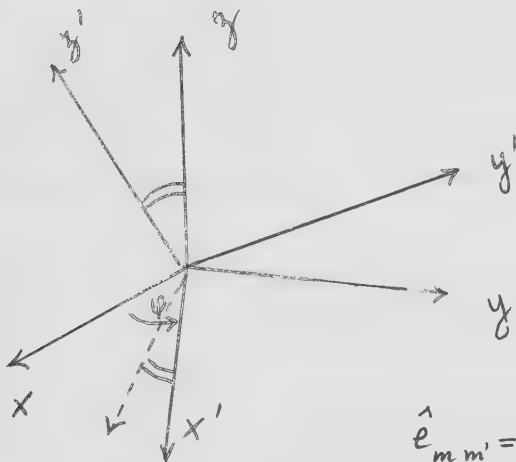
$$\begin{pmatrix} L & L & 1 \\ \lambda_{K^*0} & -\lambda_{K^*} & \lambda_{K^*} \end{pmatrix} = (-1)^{2L+1} \begin{pmatrix} L & L & 1 \\ 0 & \lambda_{K^*} & -\lambda_{K^*} \end{pmatrix}$$

d'après les propriétés de symétrie de ces coefficients. Pour $\lambda_{K^*} = 0$ l'amplitude est nulle.

L'échange de systèmes de parité naturelle donne des K^* d'hélicité ± 1 .

Ces résultats ne sont valables que si l'interaction est définie complètement par les nombres quantiques de la voie croisée.

Distributions angulaires de désintégration



Dans un système d'axes déduit de $Oxyz$ par une rotation d'angles d'Euler $\varphi, \theta, 0$ la matrice densité s'écrit :

$$\hat{\rho} = D^+ \rho D$$

$$\hat{\rho}_{mm'} = \sum_{nn'} \mathcal{D}_{n'm'}^{*j}(\varphi, \theta, 0) \rho_{nn} \mathcal{D}_{nm}^j(\varphi, \theta, 0) \quad (2)$$

Les fonctions $\mathcal{D}_{mm'}^j$ sont les éléments de matrices de l'opérateur de rotation (réf.9)

Désintégration en deux particules de spin 0

Si Oz' est la direction de désintégration, la projection du

moment angulaire total sur cet axe est nulle. La distribution angulaire est donc $\hat{\rho}_{00}$

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{nn'} \rho_{nn'}^* D_{n'0}^{*J}(\varphi, \theta, 0) \cdot D_{n0}^J(\varphi, \theta, 0) \quad (3)$$

On retrouve l'expression habituelle en utilisant la relation $D_{m0}^J(\varphi, \theta, 0) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_{Jm}^*(\theta, \varphi)$

Désintégration en une particule 1^- et une particule 0^- .

Il y a alors trois amplitudes de désintégration F_λ qui correspondent aux trois hélicités possibles du méson vectoriel. La conservation de la parité entraîne $F_{-1} = p(-1)^{J+1} F_1$ (où p est la parité du méson). La distribution angulaire s'écrit alors :

$$W(\theta, \varphi) = |F_0|^2 \hat{\rho}_{00} + |F_1|^2 (\hat{\rho}_{11} + \hat{\rho}_{-1-1}) \quad (4)$$

Dans le cas où le méson a la parité naturelle $p = (-1)^J$ l'argument utilisé pour prouver le théorème de Gottfried-Jackson entraîne $F_0 = 0$. La distribution angulaire ne comporte plus de paramètre arbitraire :

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{nn'} \rho_{nn'}^* \left[D_{n'1}^{*J}(\varphi, \theta, 0) D_{n1}^J(\varphi, \theta, 0) + D_{n'-1}^{*J}(\varphi, \theta, 0) D_{n-1}^J(\varphi, \theta, 0) \right] \quad (5)$$

Désintégration en trois particules 0^-

Il est commode dans ce cas, d'étudier la distribution angulaire de la normale au plan de désintégration (réf. 2, 5). Un état final est caractérisé par la projection M du moment angulaire total sur cette normale Oz' , le troisième angle d'Euler γ et les énergies des particules finales. On a donc $2J + 1$ amplitudes de désintégration :

$$F_M(E_1, E_2, E_3)$$

Après intégration sur χ et sur le diagramme de Dalitz on obtient

$$W(\theta, \varphi) = \sum_M R_M \rho_{MM}^{\Lambda}(\theta, \varphi)$$

$$\text{où } R_M = \int |F_M(E_1, E_2, E_3)|^2 dE_1 dE_2$$

L'application d'une opération parité à l'état final peut se décomposer en une symétrie par rapport au plan de désintégration et une rotation de 180° autour de Oz' : la conservation de la parité dans la désintégration entraîne donc $P = (-1)^{M+1}$: R_M est nul si M a la parité du méson étudié.

Il reste donc J amplitudes indépendantes dans le cas de la parité naturelle, $J+1$ dans le cas contraire. Si l'on observe simplement la distribution en $\cos \theta$ R_M et R_{-M} donnent des contributions égales, ce qui diminue encore le nombre de paramètres arbitraires.

Distribution en $\cos \theta$

En utilisant (3) (5) (6) et (1) on obtient dans le cas de la parité naturelle :

$$K^* \rightarrow 0^- 0^- \quad W(\cos \theta) = \rho_{00} F_0^{J0}(\cos \theta) + 2 \sum_{m>0} \rho_{mm} F_m^{J-}(\cos \theta)$$

$$K^* \rightarrow 0^- 1^- \quad W(\cos \theta) = \rho_{00} F_0^{J1}(\cos \theta) + 2 \sum_{m>0} \rho_{mm} F_m^{J1}(\cos \theta)$$

$$K^* \rightarrow 0^- 0^- 0^- \quad W(\cos \theta) = \sum_{M \geq 0} R_M \left[\rho_{00} F_0^{JM}(\cos \theta) + 2 \sum_{m>0} \rho_{mm} F_m^{JM}(\cos \theta) \right]$$

avec $F_m^{TM}(x) = \frac{1}{4} \left[(d_{mM}^T(x))^2 + (d_{m-M}^T(x))^2 \right], R_M = 0 \text{ si } (-1)^M = -1$

Méthode des moments

La distribution angulaire de désintégration peut se décomposer en harmonique sphériques :

$$W(\theta, \varphi) = \sum_{l,m} a_{lm} Y_l^m(\theta, \varphi)$$

On déduit des propriétés d'orthogonalité des harmoniques sphériques :

$$a_{lm} = \iint W(\theta, \varphi) Y_l^m(\theta, \varphi) d\Omega$$

que l'on peut évaluer expérimentalement par le moment :

$$a_{lm} = \frac{\sum_{i=1}^N Y_l^m(\theta_i, \varphi_i)}{N}$$

On peut aussi (réf.7, 8) ramener ce calcul de moments au calcul

$$\text{d'asymétries } \alpha_D = \frac{\iint_{D_1} W(\theta, \varphi) dM - \iint_{D_2} W(\cos \varphi) dM}{\iint_{D_1} W(\cos \varphi) dM + \iint_{D_2} W(\cos \varphi) dM}$$

(où D_1 et D_2 sont deux domaines complémentaires) que l'on évalue expérimentalement par :

$$\alpha_D = \frac{N_{D1} - N_{D2}}{N}$$

où N_D est le nombre d'événements dans le domaine D.

L'erreur statistique sur cette estimation de α est $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Il est également possible de mesurer les coefficients qui déterminent la distribution angulaire par des méthodes de moindres carrés ou de maximum de vraisemblance.

Références

- 1) : Berman-Jacob Rapport SLAC 43
- 2) : Berman-Jacob P.R. 139 p.1023
- 3) : Jacob-Wick Annals Phys. 7 p.404
 Jacob Thèse
- 4) : Minnaert P.R.L. 16 p.672
 P.R. 151 p.1306
 Daboul N.P. B4 p.180
- 5) : Dennerly-
 Krzywicki P.R. 136 p.839
- 6) : Jackson N.C. XXXIII p.1644
- 7) : Gelsema et al. P.L. 10 p.341
- 8) : Kielanowski-
 Werle N.P. B4 p.622
- 9) : Edmonds Angular momentum in quantum mechanics
- 10) : Gottfried-
 Jackson N.C. XXXIII p.735

APPENDICE II

Résultats préliminaires sur le K_{1400}^* publiés dans Physics Letters le 15 Décembre 1965.

SPIN, ISOSPIN AND DECAY RATES OF $\bar{K}^*(1400)$

J. BADIER, M. DEMOULIN, J. GOLDBERG, B. P. GREGORY,
C. PELLETIER, A. ROUGE, M. VILLE

Ecole Polytechnique, Paris

R. BARLOUTAUD, A. LEVEQUE, C. LOUEDEC, J. MEYER,
P. SCHLEIN*, A. VERGLAS

Laboratoire de Physique Corpusculaire à Haute Energy,

CEN-Saclay

D. J. HOLTHUIZEN, W. HOOGLAND, J. C. KLUYVER and A. G. TENNER

Zeeman Laboratorium, Amsterdam

Received 3 November 1965

$\bar{K}^*(1400)$ has been observed in K^-P [1, 2] and π^-P [3] interactions; the isospin is most likely $\frac{1}{2}$ [2, 3] and a 2^+ spin parity assignment has been suggested, partly in order to associate $\bar{K}^*(1400)$ to A_2 and f_0 in an octet, however 1^- could not be excluded [1, 3]. Weak evidence for a $\bar{K}^*\pi$ decay has also been published [1, 5].

In this letter we confirm the $T = \frac{1}{2}$, $J^P = 2^+$ assignment for $\bar{K}^*(1400)$ and present branching fractions for decay into $\bar{K}\pi$, $\bar{K}^*\pi$, $\bar{K}\omega$, $\bar{K}\rho$, and $\bar{K}\eta$.

K^-P interactions have been studied in the 81 cm Saclay bubble chamber exposed at CERN to a 3 GeV/c K^- beam. $K^*(1400)$ was observed associated with a proton in the following final states ***

$$K^-P \rightarrow K^- \pi^0 p \quad (1)$$

$$\bar{K}^0 \pi^- p \quad (2)$$

$$K^- \pi^+ \pi^- p \quad (3)$$

$$\bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \quad (4)$$

The $(\bar{K}\pi)^-$ and $(\bar{K}\pi\pi)^-$ effective mass distributions are displayed in fig. 1. An enhancement is present around 1400 MeV. The respective contributions of $K_{890}^*P\pi$ and $\bar{K}P\pi\pi$ phase space to background have been estimated from $\bar{K}^*$ production in reactions (3) and (4). N^* production in this experiment does not change appreciably the shape of this background and no correlation has been

found between N^* and $K\pi\pi$ enhancements. The experimental distribution has been fitted with a Breit-Wigner function superimposed on a background as described above; the results are shown in fig. 1b; from this fit the resonance parameters are obtained

$$M = 1400 \pm 20 \text{ MeV} \quad \Gamma = 105 \pm 30 \text{ MeV}$$

in good agreement with values extracted from reactions (1) and (2) ($M = 1404 \pm 15$, $\Gamma = 92 \pm 14$) [2]; it is then strongly suggested that the $\bar{K}\pi$ and $\bar{K}\pi\pi$ enhancements are associated with the same resonance. We shall now assume that they correspond to different decay modes of $\bar{K}^*(1400)$. The cross section for production of $\bar{K}^*(1400)$ decaying into $K^- \pi^+ \pi^-$ or $\bar{K}^0 \pi^0 \pi^-$ is $214 \pm 70 \mu\text{b}$.

In order to purify our samples of $\bar{K}^*(1400)$ an empirical selection has been made on production angles in the general center of mass system

$$0 < \cos \theta_{K\pi\pi}^* < 0.8$$

these subsets of events will be used for the study of $\bar{K}^*(1400)$.

The $\bar{K}\pi\pi$ and $\bar{K}\pi$ decay modes exclude respectively spin parity assignments 0^+ and J^P with $P = (-1)^{J+1}$.

The comparison of decay angular distributions in the two modes yields a test of the remaining possibilities such as 1^- , 2^+ , 3^- etc.

The density matrix ρ of the resonance is defined with the quantization axis $\hat{b}$ parallel to the incident kaon momentum in the $\bar{K}^*(1400)$ rest frame.

In the $\bar{K}\pi$ decay mode, the angular distribution of the decaying kaon ($\hat{K}$) is given by

* On leave of absence from UCLA, Los Angeles.

** The work in Amsterdam is part of the joint research programs of F.O.M. and Z.W.O.

*** $\bar{K}^*(1400)$ is also seen in $K^- \pi^+ n$ and $\bar{K}^0 \pi^+ \pi^- n$ final states but no analysis was made as a higher background due to N^* 's was present in those reactions.

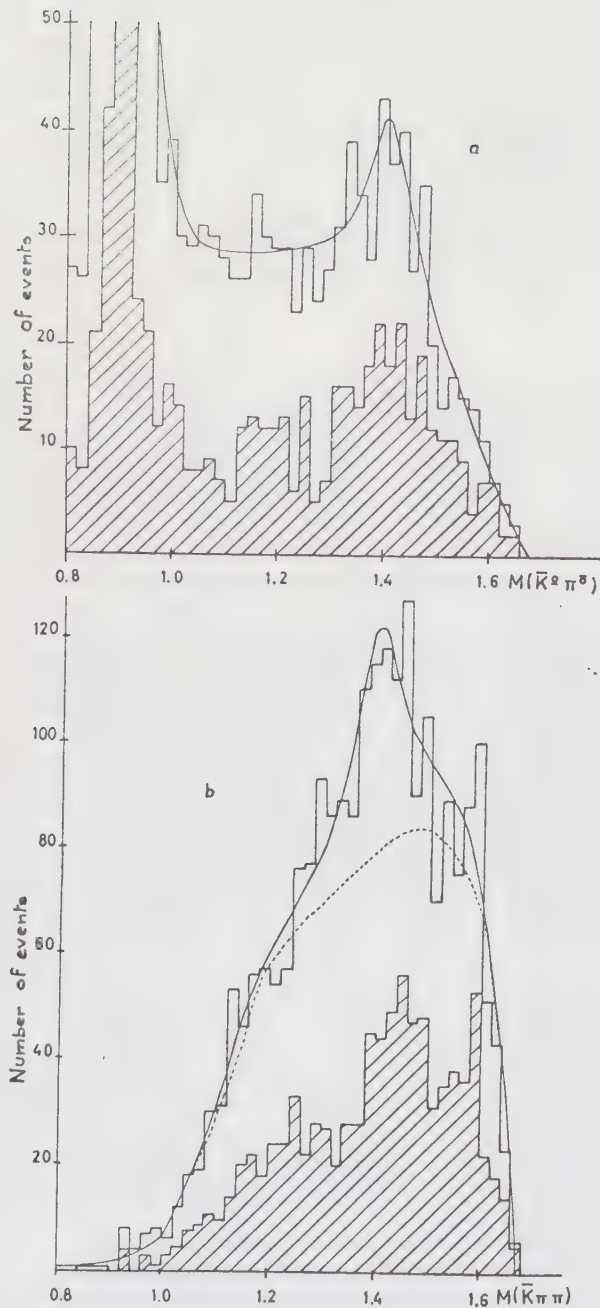


Fig. 1. a) mass $(K\pi)^-$ histogram in reaction (1) and (2), b) Mass $(K\pi\pi)^-$ histogram in reaction (3) and (4). Shaded area is for events with $-0.8 < \cos \theta_p^* < 0$.

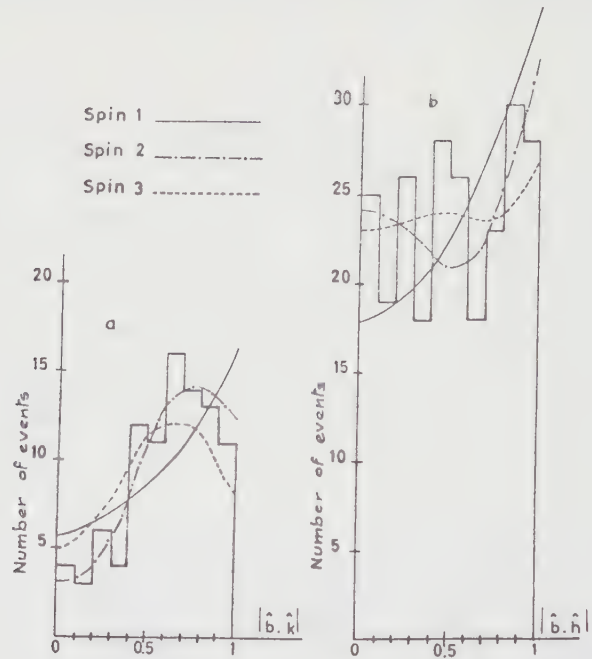


Fig. 2. a) Folded angular distribution of the K in $\bar{K}^*(1400)$ rest frame (reactions (1) and (2)). b) Folded angular distribution of the normal to the $\bar{K}^*(1400)$ decay plane in the $\bar{K}^*(1400)$ rest frame (reactions (3) and (4)). Spin 1, 2 and 3 curves represent the best fit for both distributions.

$$W_J(\hat{K} \cdot \hat{b}) = \rho_{00} F_0^{J0}(\hat{K} \cdot \hat{b}) + 2 \sum_{m>0} \rho_{mm} F_m^{J0}(\hat{K} \cdot \hat{b})$$

where F are the functions of the rotation matrix elements d_{mm}^J

$$F_m^{JM}(x) = \frac{2J+1}{4} \left[(d_{mM}^J(x))^2 + (d_{m-M}^J(x))^2 \right]$$

For three body decay, Berman and Jacob [6] have given the distribution of the normal $\hat{n}$ to the decay plane

$$W_J(\hat{n} \cdot \hat{b}) = \sum_{M \geq 0} R_M (\rho_{00} F_0^{JM}(\hat{n} \cdot \hat{b}) + 2 \sum_{m>0} \rho_{mm} F_m^{JM}(\hat{n} \cdot \hat{b}))$$

the decay parameters R_M vanish when $(-1)^M$ is equal to $\bar{K}^*(1400)$ parity.

Table 1

Spin	Degrees of freedom	χ^2	Probability
1	7	18.9	9×10^{-3}
2	6	5.9	0.44
3	4	15.3	4×10^{-3}

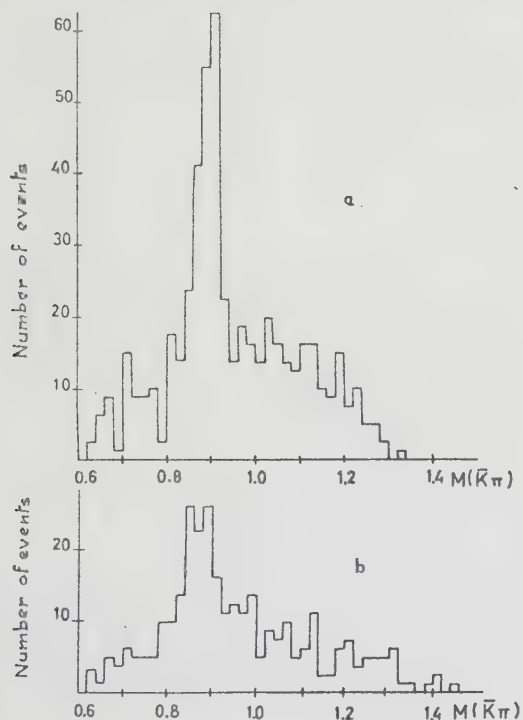


Fig. 3. Mass $(\bar{K}^0\pi^-)$, $(\bar{K}^0\pi^0)$, $(K^-\pi^+)$ histogram (for $\bar{K}^0\pi^-\pi^0$ the two $(\bar{K}\pi)$ combinations have been included) a) for events with $1.38 < M(\bar{K}\pi\pi)^- < 1.5$ and $-0.8 < \cos \theta_p^* < 0$. b) for events with $1.26 < M(\bar{K}\pi\pi)^- < 1.32$ or $1.56 < M(\bar{K}\pi\pi)^- < 1.62$ and $-0.8 < \cos \theta_p^* < 0$.

The experimental angular distributions are shown in fig. 2. Only events from reaction 2 where the K_1^0 was seen were retained in fig. 2a; in both angular distributions the estimated background was found compatible with isotropy.

Assuming a value for J , both $\bar{K}\pi$ and $\bar{K}\pi\pi$ distributions depend on the same parameters ρ_{mm} , which can then be determined (as well as R_M) by a global fit of the two decay histograms; the corresponding χ^2 and probabilities are listed in table 1*. A spin parity 2^+ assignment appears to be favoured.

Fig. 3 presents the $\bar{K}^0\pi^0$, $\bar{K}^0\pi^-$, $K^-\pi^+$ effective mass distribution for $\bar{K}\pi\pi$ events in the region of the resonance (fig. 3a) and for two control regions corresponding to the same total interval of $\bar{K}\pi\pi$ mass (fig. 3b).

These distributions yield evidence for a decay

$$\bar{K}^*(1400) \rightarrow \bar{K}^*(890) + \pi \quad (5)$$

* This result is fairly independent of proportion of background in the fit; in the extreme case the respective probabilities are 0.03; 0.6 and 0.015.

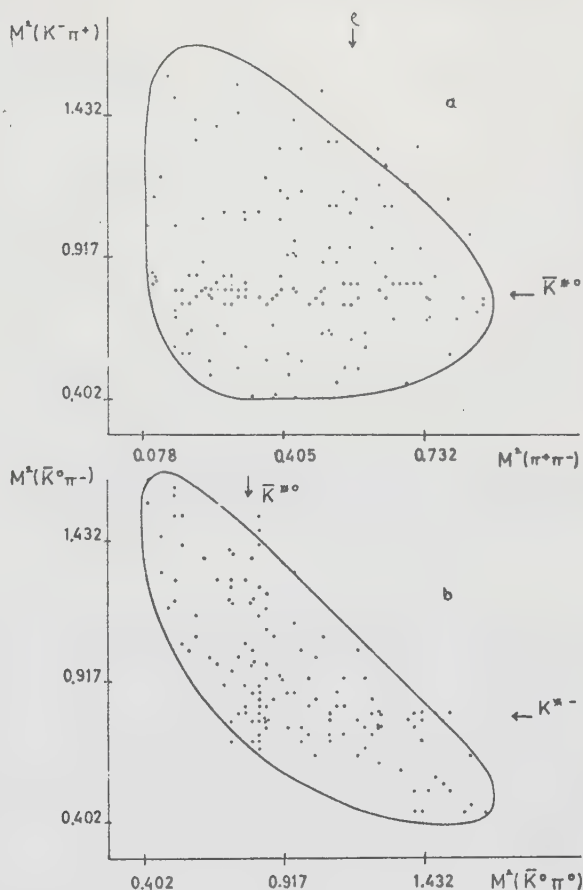


Fig. 4. a) Dalitz plot $M^2(\pi^+\pi^-)$ versus $M^2(K^-\pi^+)$ for reaction (3) events with $1.38 < M(\bar{K}\pi\pi)^- < 1.50$ and $-0.8 < \cos \theta_p^* < 0$. b) Dalitz plot $M^2(\bar{K}^0\pi^-)$ versus $M^2(K^-\pi^0)$ for reaction (4) events with $1.38 < M(\bar{K}\pi\pi)^- < 1.50$ and $-0.8 < \cos \theta_p^* < 0$.

In the $\bar{K}^0\pi^-\pi^0$ final state the ratio $K^{*-}\pi^0/\bar{K}^{*0}\pi^-$ should be 1(4) for a $\bar{K}^*(1400)$ isospin $\frac{1}{2}(\frac{3}{2})$. Excluding the interference region the experimental ratio has been found equal to 1.06 ± 0.7 confirming the $I = \frac{1}{2}$ assignment† (fig. 4b).

Reaction (3) is best suited for the study of $\bar{K}^*(1400)$ decay ratios as only one $I = \frac{1}{2}$ $\bar{K}\pi$ combination is present (fig. 4a). By comparison of the resonant and control region the proportion of decay $K^{*-}(1400) \rightarrow \bar{K}^{*0}(890) + \pi^-$ has been estimated to be 0.80 ± 0.20 ; by the same method a proportion of 0.20 ± 0.10 has been obtained for

† $\bar{K}^*(890)$ does not contribute strongly to background; in any case K^{*-}_{890} is more abundant than $\bar{K}^{*0}_{890}$ for these events, leading to a small overestimate of the ratio $K^{*-}/\bar{K}^{*0}$.

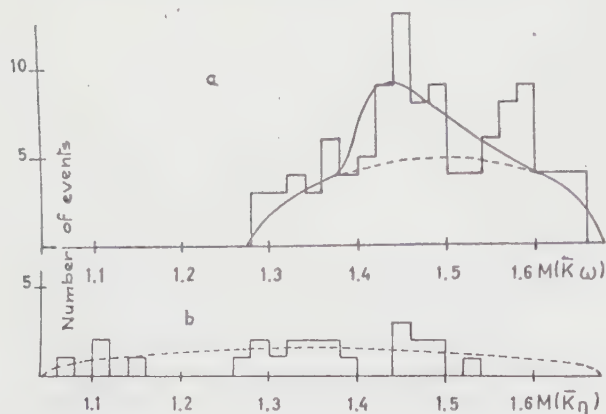


Fig. 5. a) Mass $\bar{K}^*\omega$ histogram. The full line represents the superposition of a phase space distribution and a Breit-Wigner curve ($M = 1400$ MeV, $\Gamma = 100$ MeV) modified by D wave barrier. b) Mass $\bar{K}^*\eta$ histogram.

$$\bar{K}^*(1400) \rightarrow K^- + \rho^0$$

These two decay modes appear to be responsible for essentially all of the observed $\bar{K}^*(1400) \rightarrow K\pi\pi$ events.

Isospin invariance predicts $\dagger$ a ratio $\bar{K}^*\pi/\bar{K}^*\rho$ smaller by two in reaction (4) than in reaction (3). The proportion of $\bar{K}^*(890)\pi$ in reaction (4) (0.69 ± 0.20) is again in agreement with the total decay of $\bar{K}^*(1400)$ in $\bar{K}^*(890)\pi$ and $\bar{K}^*\rho$.

We now consider the possibility of rarer decay modes; in the $K^-p\pi^+\pi^-\pi^0$ final state, ω and η are produced with small background. The $\bar{K}^*\omega$ effective mass distribution shows an accumulation of events in the region 1.4 - 1.5 GeV/c² (fig. 5a). An energy

$\dagger$ Neglecting the possible interferences between the two decay modes $\bar{K}^*\pi$ (amplitude A) and $K\rho$ (amplitude B) the partial intensities of those two decay modes are $\frac{4}{9}|A|^2$ and $\frac{4}{9}|B|^2$ in reaction (3) and $\frac{4}{9}|A|^2$ and $\frac{2}{9}|B|^2$ in reaction (4).

Table 2

Decay mode	Cross section (μb)	Branching fraction %	Experimental partial width (MeV)	Predicted partial width (MeV)
$\bar{K}^*\pi$	160 ± 80	37 ± 19	39 ± 20	42
$\bar{K}^*\pi$	175 ± 60	41 ± 14	43 ± 15	26
$\bar{K}^*\rho$	55 ± 28	13 ± 5	14 ± 5	8
$\bar{K}^*\omega$	31 ± 20	7 ± 4	7 ± 4	2.5
$\bar{K}^*\eta$	8 ± 8	2 ± 2	2 ± 2	1.4

shift of about 30 MeV is expected for this decay mode, due to the centrifugal barrier; the results are consistent with a $\bar{K}^*\omega$ decay mode for $\bar{K}^*(1400)$. The existence of this mode would be another proof of the $T = \frac{1}{2}$ assignment. A small fraction of the decay in the $\bar{K}^*\eta$ mode cannot be excluded, as can be seen on fig. 5b.

Table 2 summarizes the production cross sections for the various decay channels, the branching fractions and the experimental widths together with the predictions of ref. 4.

In summary $I = \frac{1}{2}$ and $J = 2^+$ assignments are in agreement with the proposition [4] to build a new nonet with A_2 , f , f' , $K^*(1400)$ and $\bar{K}^*(1400)$ mesons. The partial decay widths shown in table 2 are in good agreement with the predictions of Glashow and Socolow.

References

1. N. Haque et al., Physics Letters 14 (1965) 338.
2. S. Focardi, A. Minguzzi-Ranzi, P. Serra, L. Monari, S. Herrier, A. Verglas, Physics Letters 16 (1965) 351.
3. L. M. Hardy, S. U. Chung, O. I. Dahl, R. I. Hess, J. Kirz, D. H. Miller, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 401.
4. S. L. Glashow, R. H. Socolow, Phys. Rev. Letters 15 (1965) 329.
5. S. U. Chung, O. I. Dahl, L. M. Hardy, R. I. Hess, L. D. Jacobs, J. Kirz, D. H. Miller, Phys. Rev. Letters 15 (1965) 325.
6. S. M. Berman, M. Jacob, Phys. Rev. 139 (1965) B1023.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
PREMIERE PARTIE	3
A - Introduction	5
B - L'expérience HPD	7
C - L'interaction sur neutron	13
D - L'organisation de l'expérience K^- deuterium	15
Références	21
Table des figures	23
DEUXIEME PARTIE	33
Introduction	35
Chapitre I - Etude générale des réactions	39
Figures du chapitre I	53
Chapitre II - Le K^*_{890} et l'interaction $K\bar{q}$ dans l'onde S	67
Figures du chapitre II	75
Chapitre III - Le K^*_{1400}	85
Figures du chapitre III	97
Références	105
CONCLUSIONS	107
Appendice 1 - Distributions angulaires dans la désintégration d'un méson	109
Appendice 2 - Résultats préliminaires sur le K^*_{1400}	117

REMERCIEMENTS

Je prie Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur le Professeur Gregory qui m'a reçu dans son groupe et y a orienté mes premiers travaux.

Je tiens à remercier spécialement Monsieur Pelletier qui a eu la lourde charge de l'installation des prémesures au Collège de France; sa compétence et l'atmosphère amicale qu'il a toujours su établir ont assuré le succès de notre expérience. Je remercie aussi Monsieur Videau qui a assuré une grande partie de la programmation de ces prémesures.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Messieurs Bazin, Badier, Goldberg et Barloutaud qui, par leurs conseils et leur exemple m'ont enseigné la physique des hautes énergies.

Je remercie tous les physiciens de l'Ecole Polytechnique et des autres laboratoires de la collaboration qui ont participé aux expériences de K^- , en particulier Mademoiselle Huffer, Messieurs Laloum et Lamidey.

Ma reconnaissance va aussi à tous ceux, physiciens et techniciens qui ont assuré le fonctionnement des faisceaux et de la chambre à bulles, le dépouillement, la mesure et le traitement sur ordinateurs des événements de ces expériences. Il

m'est impossible de les nommer tous; je veux, au moins, citer l'équipe du HPD et celle de la Calculatrice et en remercier les membres. Que Monsieur Bloch qui a porté de l'une à l'autre sa souriante compétence trouve ici l'expression de ma gratitude.

Je remercie aussi Monsieur Bizeau dont le rôle a été essentiel dans la mesure de l'expérience K^0_d .

Je remercie enfin ceux qui ont assuré la réalisation matérielle de cette thèse: Mademoiselle H.Noir qui a déchiffré et dactylographié mon manuscrit, Mademoiselle F.Ziguelde qui en a dessiné les nombreuses figures et Monsieur Jadot qui a assuré la polycopie.

J'exprime ma gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a accordé une allocation de recherche.

